WIADOMOŚCI TECHNICZNE UZBROJENIA

ROK ÓSMY. ZESZYT Nr. 31.

WARSZAWA — STYCZEŃ 1936 R.

WIADOMOŚCI
TECHNICZNE UZBROJENIA

Dodatek kwartalny do zeszytu 1-go
„Przeglądu Artyleryjskiego"

ROK ÓSMY. ZESZYT Nr. 31.
WARSZAWA — STYCZEŃ 1936 R.

Prof. Dr. HUBER MAKSYMILJAN.

TEORJA KOŁOWO-SYMETRYCZNYCH ODKSZTAŁCEŃ SPRĘŻYSTYCH RUR GRUBOŚCIENNYCH W ZASTOSOWANIU DO ZAGADNIEŃ WYTRZYMAŁOŚCIOWYCH LUF DZIAŁOWYCH *).

I. Wstęp.

Temat niniejszej pracy wyłonił się pierwotnie z próby teoretycznego ujęcia wpływu, jaki wywiera na lufę znaczne najczęściej ciśnienie pierścienia wiodącego pocisku. Wpływ ten wykazał doświadczalnie inż. *J. Denk* w nieogłoszonej jeszcze pracy, a moje zaznajomienie się z interesującemi wynikami odnośnych badań było pobudką do głębszego teoretycznego wniknięcia w całość zagadnienia wytrzymałościowego lufy. Okazało się przytem, jak wiele jeszcze pozostaje do zrobienia w teorji odkształceń i naprężeń lufy przy różnych położeniach pocisku podczas strzału, chociażby przy traktowaniu zadania tylko jako „statycznego". Wszak stosowany dotychczas aparat teoretyczny obliczenia wytrzymałościowego lufy sprowadza się głównie do wzorów opartych na wzorach *Lamé'go*, które tracą swą ważność w częściach lufy przylegających do zamka, lub otaczających pierścień pocisku. Ponadto, literatura poświęcona wytrzymałości luf nie może się

*) Tekst francuski tej pracy zreferowanej przez autora w Akademji Nauk Technicznych w Warszawie ukaże się w Rocznikach tej Akademji".

jeszcze wyzwolić z pęt nałożonych przez dawny błędny pogląd, że o wytężeniu materjału decyduje wielkość naprężenia. Pogląd ten za czasów *Lamé'go* prowadził do rozróżniania „poprzecznej" i „podłużnej" wytrzymałości lufy, co traci zupełnie sens ze stanowiska każdej z nowszych hipotez wytrzymałościowych, albowiem te hipotezy czynią wytężenie materjału zależnem od wszystkich naprężeń składowych, określających stan napięcia w badanem miejscu ciała sprężystego, a nie tylko od jednego z naprężeń. Z błędności niezależnego traktowania wytrzymałości „podłużnej" i „poprzecznej" zdają sobie wprawdzie dobrze sprawę autorowie dzieł poświęconych wytrzymałości luf, jak np. u nas ppłk. inż. *K. Jakowski* („Wytrzymałość luf działowych", Warszawa 1929, rozważania na str. 187), jednakże upór tradycji jest silniejszy, i bezpodstawne nazwy utrzymują się nadal z niewątpliwą szkodą dla naszego zagadnienia pod względem dydaktycznym i naukowym [1]).

Idealny cel, jaki przyświeca studjom teoretycznym nad wytrzymałością luf, da się określić (jak dla każdego

---

[1]) Zauważone w praktyce przypadki *podłużnych* i *poprzecznych* pęknięć lufy nie mogą bynajmniej służyć do usprawiedliwienia nazw „wytrzymałości podłużnej i poprzecznej", albowiem płaszczyzna pęknięcia wskazuje najczęściej tylko na normalny do niej kierunek jednego z naprężeń głównych tego miejscowego stanu napięcia, który spowodował pęknięcie. Hipoteza energji odkształcenia postaciowego wykazująca najlepszą zgodność ilościową z doświadczeniem dla metali kowalnych nie rozstrzyga i nie może rozstrzygać o kierunku płaszczyzny pęknięcia, ona pozwala tylko określić dla każdego danego stosunku naprężeń głównych, te ich wartości krańcowe, których przekroczenie musi wywołać odkształcenia plastyczne, mogące prowadzić przy dalszym wzroście obciążenia do pęknięcia. Wielkość poszczególnych naprężeń głównych nie ma w przypadkach złożonego stanu napięcia wogóle żadnego rozstrzygającego znaczenia.

zresztą badania wytrzymałościowego części konstrukcyjnej) w sposób następujący: Wyznaczenie z możliwą dokładnością stanu odkształcenia i napięcia w każdem miejscu lufy w zależności od jej wymiarów, stałych sprężystości materjału, ciśnienia gazów prochowych oraz sił wywartych na lufę przez pierścień pocisku w każdem jego położeniu; a następnie wyszukanie, na podstawie hipotezy wytrzymałościowej najlepiej potwierdzonej przez doświadczenie [2]), miejsc największego wytężenia, czyli niebezpiecznych.

Miejsca te mogą być skupione w pewnych przekrojach lufy, lub też rozłożone na większych częściach jej długości. Znając wielkości wytężeń w tych miejscach, można ustalić warunki trwałości i bezpieczeństwa lufy przy jej projektowaniu, albo też usunąć usterki spotykane np. przy rekonstrukcji luf przez rdzeniowanie i t. p.

W badaniach teoretycznych należy mieć na uwadze że (w granicach stosowalności prawa *Hooke'a*) składowe stanu odkształcenia i napięcia podlegają wogóle zasadzie superpozycji, natomiast wielkość wytężenia *nie* (z wyjątkiem przypadków szczególnych). Dlatego przy jednoczesnem działaniu kilku przyczyn (obciążeń) wywołujących odkształcenia, jeżeli te przyczyny występują zawsze razem, niema potrzeby wyznaczania wytężeń odpowiadających tylko jednej z nich, wyjąwszy przypadki szczególne, gdy

---

[2]) Dla metali zdolnych do odkształceń plastycznych wykazały liczne badania laboratoryjne w różnych krajach najlepszą zgodność hipotezy energji odkształcenia postaciowego (*M. T. Huber* 1904, *R. v. Mises* 1913, *D. P. Haigh* 1919, *H. Hencky* 1924). Ustępuje jej niewiele hipoteza największego naprężenia stycznego (*Coulomb J. J., Guest* 1900, *O. Mohr* 1900 i *M. Malaval* 1922).

inne przyczyny mają zbyt mały wpływ na stan odkształcenia i napięcia w miejscu rozpatrywanem [3]).

Wobec wielkich trudności ścisłego traktowania zadania przez całkowanie równań różniczkowych ogólnej teorji sprężystości — poprzestaniemy na rozważaniach przybliżonych, popartych jednakże silnie wnioskami ze znanych wyników badań na podstawie teorji ogólnej. Znaczne ułatwienie stanowi kołowa symetrja względem osi lufy przemieszczeń wszystkich jej punktów przy odkształceniu, którą można założyć zaniedbując miejscową nieznaczną asymetrję w pobliżu zamka i t. p. Mamy bowiem do czynienia z obciążeniami, których rozkład jest również kołowo symetryczny.

II. Równanie różniczkowe odkształcenia rury i wzory dla naprężeń.

Rozpatrzmy najpierw stan odkształcenia i napięcia w elemencie pierścieniowym rury wydzielonym dwoma przekrojami poprzecznemi w miejscu nie obciążonem

---

[3]) Taki przypadek zachodzi niewątpliwie, gdy jedno z naprężeń głównych σ_1, σ_2, σ_3 w badanem miejscu jest znacznie większe od dwu innych, albowiem to wynika ze wzoru na wytężenie materjału określone naprężeniem zredukowanem σ_{red}, który według naszej hipotezy ma postać

$$\sigma_{red}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1 \sigma_2 - \sigma_2 \sigma_3 - \sigma_3 \sigma_1$$

Gdy np. $\sigma_2 = 0{,}2\, \sigma_1$, $\sigma_3 = -0{,}2\, \sigma_1$,

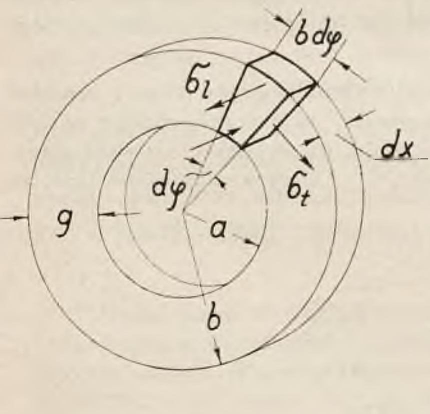
to
$$\sigma_{red} = \sim 1{,}02\, \sigma_1$$

Skoro jednak $\sigma_2 = 0{,}2\, \sigma_1$, $\sigma_3 = 0{,}2\, \sigma_1$,

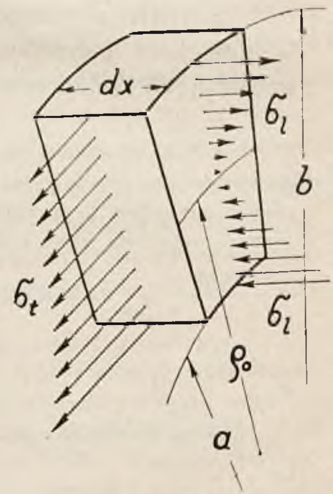
to
$$\sigma_{red} = 0{,}8\, \sigma_1$$

Ob. nadto autora „Nowoczesne wzory wytrzymałości złożonej" Warszawa 1930, Spr. Nr. 4, Inst. Badań Techn. Lotnictwa.

bezpośrednio naciskiem pierścienia pociskowego (P kg/cm). Odkształcenie takiego elementu zachodzi wskutek działania nań części sąsiednich za pośrednictwem naprężeń stycznych i normalnych. Jedne i drugie są od siebie nawzajem zależne i dzięki założeniu symetrji kołowej są funkcjami samego tylko promienia ρ, określającego pierwotną odległość rozpatrywanego punktu od osi rury. Przy nieobecności zewnętrznych sił podłużnych musi suma bezwzględnych naprężeń normalnych σ_l w każdym przekroju poprzecznym być równa 0. A zatem te naprężenia muszą się składać z ciągnień i ciśnień rozmieszczonych na polach dwu pierścieni, których sumą jest przekrój rury. Wydzielmy z rury przekrojami osiowemi, zamykającemi kąt $d\varphi$ (rys. 1) skrawek elementarny o szerokości obu podstaw $a\,d\varphi$ i $b\,d\varphi$ (a i b oznaczają promień wewnętrzny i zewnętrzny rury). Skrawek taki jest



Rys. 1a



Rys. 1b

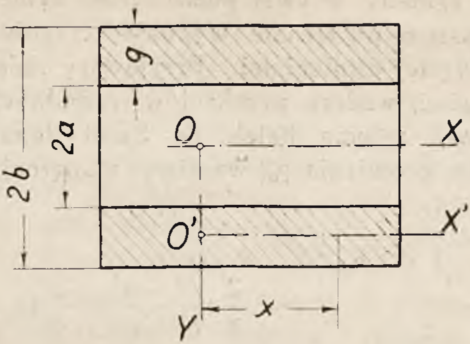
widocznie zginany w swej płaszczyźnie symetrji. Naprężenia są zatem po stronie wypukłej ciągnieniami, a po stronie wklęsłej ciśnieniami. Przyjąwszy linjowy rozkład tych naprężeń, wzdłuż przekrojów radjalnych, podobnie jak w teorji zgięcia belek de Saint-Venant'a, otrzymujemy dla promienia ρ_0 warstwy obojętnej wyrażenie:

$$(1) \qquad \rho_0 = \frac{\int\limits_a^b \rho^2 d\rho \cdot d\varphi}{\int\limits_a^b \rho\, d\rho \cdot d\varphi} = \frac{2}{3} \cdot \frac{b^3 - a^3}{b^2 - a^2} = \frac{1}{2}(a+b) + \frac{1}{6}\frac{(b-a)^2}{(a+b)}$$

albo przy oznaczeniach $\frac{1}{2}(a+b) = r$, $b - a = g$ (grubość ściany)

$$(1a) \qquad \rho_0 = r + \frac{1}{12}\frac{g^2}{r}$$

Zgięcie skrawków elementarnych rury jest nadto uwarunkowane przemieszczeniem y wszystkich punktów warstwy obojętnej w kierunku radjalnym. To przemieszczenie jest funkcją odciętej przekroju x mierzonej na osi rury od obranego początku 0 (rys. 2). Miarą słabej krzywizny skrawka (w naszem zadaniu zawsze wystarczająco przybliżoną) jest $y'' = \frac{d^2 y}{dx^2}$. Warstwa obojętna o promieniu ρ_0 doznaje przeto (w kierunku prostopadłym do osi X) wydłużenia obwodowego $\varepsilon_t^{(0)} = \frac{y}{\rho_0}$. Gdyby y było nieza-



Rys. 2

leżne od ρ, to możnaby dla dowolnego punktu rury wyrazić jednostkowe wydłużenie obwodowe równaniem

$$\varepsilon_t = \frac{y}{\rho}$$

Wogóle jednak będzie

$$\varepsilon_t = \frac{y+\eta}{\rho}$$

przyczem η oznacza wielkość zależną także od ρ, ale bardzo małą w porównaniu do y (podobnie jak y jest małe wobec grubości rury $g = b - a$). Odpowiednie naprężenie *obwodowe* σ_t jest widocznie naprężeniem głównem; inne naprężenia normalne w elemencie rury są: naprężenie podłużne σ_l i radjalne σ_r.

Według teorji sprężystości jest

(2) . . . $\varepsilon_t = \dfrac{y+\eta}{\rho} = \dfrac{1}{E}\left[\sigma_t - \mu\,(\sigma_l + \sigma_r)\right].$

Naprężenie σ_l uwarunkowane zgięciem skrawka określi równanie

$$(3) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad \sigma_l = \frac{M}{I}(\rho - \rho_0),$$

gdzie M oznacza moment zginający przekroju skrawka, I zaś moment bezwładności tego przekroju, oba odniesione do jednostki szerokości w warstwie obojętnej.

Dla I znajdujemy łatwo wyrażenie:

$$(4) \quad . \quad . \qquad I = \frac{g^3}{12} \cdot \frac{2(a+b)^2 + 4ab}{3(a+b)^2 + g^2} = \frac{g^3}{12} \cdot \frac{r^2 - \frac{g^2}{12}}{r^2 + \frac{g^2}{12}}$$

W ciągu dalszym napotkamy często iloczyn $I \cdot \rho_0$, który ma znaczenie momentu bezwładności przekroju skrawka elementarnego podzielonego przez kąt $d\varphi$. Jego wartość określa wzór:

$$(4a) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad I\rho_0 = \frac{g^3}{12}\left(r - \frac{g^2}{12r}\right)$$

Gdyby skrawek zginał się swobodnie, to kąt $d\varphi$ nachylenia ścian bocznych uległby zmianie. Uwarunkowana kołową symetrją odkształcenia niezmienność tego kąta wywołuje, obok naprężeń podłużnych σ_l, dodatkowe naprężenia obwodowe o wielkości $\mu\sigma_l$, jeżeli μ oznacza liczbę *Poisson'a*, tak samo, jak przy zgięciu walcowem płyty powstają obok naprężeń zginających podłużnych σ_x, jeszcze naprężenia poprzeczne $\sigma_y = \mu\sigma_x$. Z tego powodu sztywność zginania B skrawka (odniesiona do jednostki obwodu warstwy obojętnej) winna być mierzona wyrażeniem

$$B = \frac{E}{1 - \mu^2} \cdot I$$

A zatem moment zginający skrawek:

(5) . . . . . $$M = -\frac{E I}{1 - \mu^2} \cdot \frac{d^2 y}{d x^2}$$

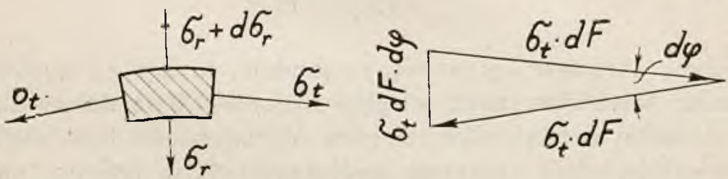
Naprężenia obwodowe σ_t obliczone z rów. (2) wyrażają się wzorem

(2 a) . . . . . $$\sigma_t = E \cdot \frac{y + \eta}{\rho} + \mu (\sigma_t + \sigma_r)$$

albo po wstawieniu kolejno wartości z (3) i (5)

(2 b) $$\sigma_t = E \cdot \frac{y + \eta}{\rho} + \mu \sigma_r - \frac{\mu E}{1 - \mu^2} \frac{d^2 y}{d x^2} (\rho - \rho_0)$$ [4])

Naprężenia bezwzględne $\sigma_t \cdot dF$ działające na ściany boczne skrawka (rys. 1 c) dają wypadkową, która odniesiona do jednostki długości skrawka ma widocznie wartość



Rys. 1c.

---

[4]) W przypadku gdy zachodzi siła N rozciągająca rurę podłużnie, należy oczywiście po prawej stronie wzoru (2 b) dodać wyraz

$$\mu \cdot \frac{N}{(b^2 - a^2) \pi} = \mu \frac{N}{2 g r \pi}$$

$$(6) \quad . \quad . \quad dq = -d\varphi \int_a^b \sigma_t \, d\rho = -\frac{ds}{\rho_0} \int_a^b \sigma_t \, d\rho$$

(Tutaj $ds = \rho_0 \, d\varphi$ jest szerokością skrawka mierzoną w warstwie obojętnej zginania).

A zatem:

$$(7) \quad . \quad dq = -\frac{E\,ds}{\rho_0} \left[y \,.\, ln \frac{b}{a} + \int_a^b \frac{\eta}{\rho} \, d\rho + \right.$$

$$\left. + \frac{\mu}{E} \int_a^b \sigma_r \, d\rho + \frac{\mu}{1-\mu^2} y'' \,.\, g\,(\rho_0 - r) \right]$$

W przypadku siły podłużnej N przybywa tutaj między klamrami [ ] jeszcze wyraz $\frac{\mu N}{2 E r \pi}$ (por. odsyłacz wzoru 2b)

Dwukrotne różniczkowanie (5) względem x daje:

$$\frac{d^2 M}{d x^2} = -\frac{E I}{1-\mu^2} \frac{d^4 y}{d x^4}$$

a ponieważ

$$\frac{d^2 M}{d x^2} = -q' = -\frac{d q}{d s}$$

t. j. obciążeniu jednostkowemu wyrażonemu powyżej, przeto:

$$(8) \quad \frac{E I}{1-\mu^2} \frac{d^4 y}{d x^4} = -\frac{E}{\rho_0} \left[y \,.\, l n \frac{b}{a} + \int_a^b \frac{\eta \, d\rho}{\rho} + \frac{\mu}{E} \int_a^b \sigma_r \, d\rho + \right.$$

$$\left. + \frac{\mu N}{2 E r \pi} + \frac{\mu g}{1-\mu^2} (\rho_0 - r) \frac{d^2 y}{d x^2} \right]$$

W przypadku, gdy rura jest pod ciśnieniem wewnętrznem p_a, wynosi obciążenie jednostkowe skrawka

$$q' = \frac{p_a \cdot a\, d\varphi}{\rho_0\, d\varphi} = \frac{a}{\rho_0} p_a$$

podobnież przy ciśnieniu zewnętrznem p_b jest $q' = -\frac{b}{\rho_0} p_b$

Te obciążenia należy dołączyć po prawej stronie powyższego równania. W ogólnym przypadku mamy więc:

$$(9)\quad \begin{cases} \dfrac{E I}{1-\mu^2}\dfrac{d^4 y}{d x^4} + \dfrac{\mu E g}{1-\mu^2}\left(1-\dfrac{r}{\rho_0}\right)\dfrac{d^2 y}{d x^2} + \left(\dfrac{E}{\rho_0}\, l n \dfrac{b}{a}\right) . y = \\ = \dfrac{a p_a - b p_b}{\rho_0} - \dfrac{E}{\rho_0}\displaystyle\int_a^b \dfrac{\eta\, d\rho}{\rho} - \dfrac{\mu}{\rho_0}\int_a^b \sigma_r\, d\rho - \dfrac{\mu N}{2 \rho_0 r \pi} \end{cases}$$

Rozwiązanie tego równania różniczkowego pozwoliłoby nam, przy znajomości funkcyj η i σ_r, obliczyć naprężenia normalne σ_l i σ_t z wzorów:

$$(10)\quad \sigma_l = -\frac{E}{1-\mu^2}(\rho - \rho_0)\frac{d^2 y}{d x^2} + \frac{N}{2 g r \pi} = \frac{M}{I}(\rho - \rho_0) + \frac{N}{2 g r \pi},$$

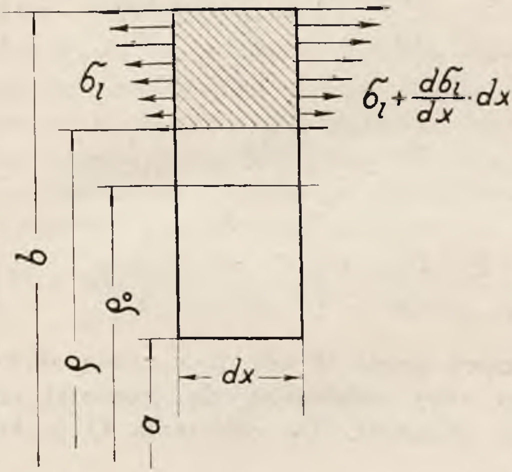
$$(11)\quad \ldots\ldots \quad \sigma_t = E\frac{y + \eta}{\rho} + \mu\,(\sigma_l + \sigma_r)$$

Ponieważ w ciągu dalszym pomijać będziemy zwykle η i σ_r, a w obliczeniach szczegółowych przyjmiemy często $N = 0$, więc równania (10) i (11) stosować będziemy w postaci uproszczonej:

$$(10')\quad \ldots \quad \sigma_l = -\frac{E}{1-\mu^2}(\rho - \rho_0)\, y'' = \frac{M}{I}(\rho - \rho_0)$$

$$\text{(11')} \quad \sigma_l = \frac{Ey}{\rho} + \mu\,\sigma_l$$

Pozostają do wyznaczenia naprężenia styczne τ. Te mają kierunki radjalne i dają się obliczyć ze znanych wartości σ_l, wyrażonych jako funkcja ρ i x. Potrzebnego równania dostarcza warunek równowagi elementu wyciętego ze skrawka przekrojem walcowym o promieniu $\bar{\rho}$ i dwoma przekrojami poprzecznemi w odległości dx, (rys. 3), a mianowicie



Rys. 3

$$\int_a^b \frac{\partial \sigma_l}{\partial x} dx \,.\, \rho \,.\, d\varphi \,.\, d\rho = \tau\, \rho\, d\varphi \,.\, dx$$

Stąd

$$(12)\quad \tau = \frac{1}{\rho}\int_{\bar{\rho}}^{b} \frac{\partial \sigma_l}{\partial x}\,\rho\,.\,d\rho, \quad \text{albo} \quad \tau = -\frac{1}{\rho}\int_{a}^{\bar{\rho}} \frac{\partial \sigma_l}{\partial x}\rho\,d\rho$$

Wstawiwszy tutaj powyższe wyrażenie dla σ_l (rów. 10), otrzymamy wzory:

$$(13)\ldots \quad \tau = -\frac{E}{1-\mu^2}\cdot\frac{1}{\rho}\int_{\bar{\rho}}^{b} \frac{d^3 y}{d x^3}(\rho-\rho_0)\,\rho\,d\rho =$$

$$= -\frac{E}{1-\mu^2}\cdot\frac{d^3 y}{d x^3}\cdot\frac{1}{\rho}\left|\frac{b^3-\bar{\rho}^3}{3}-\frac{\rho_0}{2}(b^2-\bar{\rho}^2)\right|,$$

albo

$$(13')\ldots \quad \tau = \frac{E}{1-\mu^2}\cdot\frac{1}{\rho}\int_{a}^{\bar{\rho}} \frac{d^3 y}{d x^3}(\rho-\rho_0)\,\rho\,d\rho =$$

$$= \frac{E}{1-\mu^2}\,\frac{d^3 y}{d x^3}\cdot\frac{1}{\rho}\left|\frac{\bar{\rho}^3-a^3}{3}-\frac{\rho_0}{2}(\bar{\rho}^2-a^2)\right|$$

Oznaczmy przez Q siłę poprzeczną skrawka elementarnego rury odniesioną do jednostki szerokości w warstwie obojętnej. Do obliczenia Q posłuży równanie:

$$Q\,\rho_0\,d\varphi = \int_a^b \tau\,\rho\,d\varphi\,.\,d\rho = d\varphi\int_a^b \tau\,\rho\,d\rho, \text{ czyli}$$

$$Q = \frac{1}{\rho_0}\int_a^b \tau\,\rho\,d\rho.$$

Wstawiwszy tutaj wartość τ z rów. (13) lub (13') otrzymujemy zgodnie po dłuższym rachunku:

$$Q = -\frac{E}{1-\mu^2} \cdot \frac{d^3 y}{d x^3} \cdot \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{g^3}{12}\left(r - \frac{1}{12}\frac{g^2}{r}\right),$$

czyli z uwzględnieniem wzorów (1 a) i (4):

(37) ... $$Q = -\frac{E I}{1-\mu^2} \cdot \frac{d^3 y}{d x^3}$$

III. Dopuszczalne uproszczenie podstawowego równania różniczkowego.

Ażeby wogóle umożliwić rozwiązanie równania różniczkowego (9) skreślimy po prawej stronie obie całki zawierające η i σ_r, co spowoduje widocznie błędy bardzo nieznaczne. Błędy te są nadto tem mniejsze, im mniejsze jest g wobec r. Napisawszy teraz równanie różniczkowe naszego zagadnienia w postaci:

(9 a) ... $$\frac{d^4 y}{d x^4} + 4 c_1 \frac{d^2 y}{d x^2} + 4 c_2 y = C$$

gdzie

$$c_1 = \frac{\mu g}{4 I}\left(1 - \frac{r}{\rho_0}\right),$$

$$c_2 = \frac{1-\mu^2}{4 I \rho_0} \ln \frac{b}{a}$$

$$C = \frac{1-\mu^2}{E I}\left(\frac{a p_a - b p_b}{\rho_0} - \frac{\mu N}{2 \rho_0 r \pi}\right),$$

otrzymujemy w znany sposób wyrażenie dla ogólnego rozwiązania:

$$(14) \quad y = A_1 e^{\alpha x} \cos \beta x + A_2 e^{\alpha x} \sin \beta x + A_3 e^{-\alpha x} \cos \beta x + \\ + A_4 e^{-\alpha x} \sin \beta x + \frac{C}{4 c_2}$$

Tutaj jest

$$\alpha = \sqrt{\sqrt{c_2} - c_1}\,, \quad \beta = \sqrt{\sqrt{c_2} + c_1}$$

a stałe całkowania są oznaczone przez $A_1, \ldots A_4$.

Nietrudno zauważyć, że parametr c_1 jest w porównaniu do $\sqrt{c_2}$ najczęściej bardzo mały, nawet gdy stosunek $g:r$ dochodzi do 1, wartość c_1 wynosi zaledwie 5% z $\sqrt{c_2}$. W dość znacznem zatem przybliżeniu można równ. różniczkowe (9) zastąpić następującem

$$(15) \ldots \quad \frac{EI}{1-\mu^2} \frac{d^4 y}{d x^4} + \left(\frac{E}{\rho_0} \ln \frac{b}{a} \right) y = \frac{a p_a - b p_b}{\rho_0} - \frac{\mu}{2} \frac{N}{\rho_0 r \pi}$$

Ponieważ to równanie ma tę samą postać analityczną, co równanie belki na podłożu sprężystem o module podatności k, obciążonej ciężarem jednostkowym q:

$$(16) \ldots \quad EI \frac{d^4 y}{d x^4} + k y = q,$$

przeto możemy w niektórych przypadkach skorzystać z gotowych wzorów teorji zgięcia takich belek zastępując tylko:

1. moduł k przez $\dfrac{E}{\rho_0} \ln \dfrac{b}{a}$
2. sztywność zginania EI przez $\dfrac{EI}{1-\mu^2}$
3. obciążenie q przez $\dfrac{1}{\rho_0}\left(a p_a - b p_b - \dfrac{\mu}{2} \cdot \dfrac{N}{r \pi}\right)$

Jak łatwo stwierdzić przez podstawienie w pierwszem przybliżeniu $\rho_0 = \sim \frac{1}{2}(a+b) = r$; $ln \frac{b}{a} = \sim \frac{g}{r}$ dla rur cienkościennych, otrzymujemy równanie różniczkowe spotykane w licznych pracach i podręcznikach, którego stosowanie do rur grubościennych musiałoby jednakże prowadzić do dużych błędów.

IV. Działanie nacisku obrączkowego w środkowych częściach długiej rury.

Rozpatrzmy teraz schemat rury (lufy) bardzo długiej o stałej grubości ściany, obciążonej tylko w przekroju środkowym naciskiem wewnętrznym o wielkości P kg/cm [5]) bez ciśnienia gazów i t. p. Zadanie odpowiada ściśle belce bardzo długiej na sprężystem podłożu, obciążonej w środku siłą skupioną P (kg). Wtedy jest jak wiadomo (Podr. inżynierski, str. 1177, albo Timoszenko-Huber, Kurs wytrz. materjałów § 96) dla dodatnich wartości x [6]).

Ugięcie

$$(17) \ldots \qquad y = \frac{P\alpha}{2k} e^{-\alpha x} (\cos \alpha x + \sin \alpha x);$$

moment zginający

$$(18) \ldots \qquad M = \frac{P}{4\alpha} e^{-\alpha x} (\cos \alpha x - \sin \alpha x);$$

---

[5]) Tutaj i aż do końca pracy oznacza P *nacisk odniesiony do jednostki obwodu warstwy obojętnej o promieniu* ρ_0. Jeżeli więc P_a oznaczać będzie nacisk na jednostkę obwodu wewnętrznego, to $P = \frac{a}{\rho_0} P_a$

[6]) Dla ujemnych x trzeba tylko zastąpić we wszystkich wzorach x przez $-x$.

siła poprzeczna

$$(19) \ldots \qquad Q = -\frac{P}{2} e^{-\alpha x} \cos \alpha x;$$

przyczem

$$(20) \ldots \qquad \alpha = \sqrt[4]{\frac{k}{4EI}}$$

Linja ugięcia jest falista o amplitudach szybko malejących ze wzrostem x, a o długości półfali

$$(21) \ldots \qquad \lambda = \frac{\pi}{\alpha} = \pi \sqrt[4]{\frac{4EI}{k}}$$

Stosownie do tego otrzymamy dla naszego zadania:

$$(20') \ldots \alpha = \sqrt[4]{\frac{(1-\mu^2)\, ln \frac{b}{a}}{4 \rho_0 I}} = \frac{1}{g} \sqrt[4]{\frac{3(1-\mu^2)\, ln \frac{b}{a}}{\frac{r}{g} - \frac{1}{12}\frac{g}{r}}}$$

$$(21') \ldots \lambda = \pi \sqrt[4]{\frac{4 \rho_0 I}{(1-\mu^2)\, ln \frac{b}{a}}} = \pi g \sqrt[4]{\frac{\frac{r}{g} - \frac{1}{12}\frac{g}{r}}{3(1-\mu^2)\, ln \frac{b}{a}}}$$

$$(17') \ldots \qquad y = \frac{P \alpha \rho_0}{2E\, ln \frac{b}{a}} e^{-\alpha x} (\cos \alpha x + \sin \alpha x)$$

$$(18') \ldots \qquad M = \frac{P}{4\alpha} e^{-\alpha x} (\cos \alpha x - \sin \alpha x)$$

$$(19') \ldots \qquad Q = -\frac{P}{2} e^{-\alpha x} \cos \alpha x$$

Łatwo zauważyć, że największe wartości y, M i Q zachodzą dla $x = 0$, t. j. w miejscu obciążonem. Określają je wzory:

$$(22) \ldots \quad \begin{cases} y_{\max} = \dfrac{P}{2} \cdot \dfrac{\rho_0 \alpha}{E \ln \dfrac{b}{a}} = \dfrac{\pi}{2} \dfrac{P}{E} \cdot \dfrac{\rho_0}{\lambda \ln \dfrac{b}{a}} \\ M_{\max} = \dfrac{P\lambda}{4\pi}; \qquad Q_{\max} = -\dfrac{P}{2} \end{cases}$$

Stąd obliczymy krańcowe wartości naprężeń w otoczeniu tego miejsca:

a) Naprężenia zginające

$$(23) \ldots \quad \sigma_l = -\frac{E}{1-\mu^2} (\rho - \rho_0) \frac{d^2 y}{d x^2} = \frac{P\lambda}{4\pi I} (\rho - \rho_0)$$

o wartościach skrajnych

$$(23, a, b) \ldots \quad (\sigma_l)_{\rho=a} = -\frac{P\lambda}{4\pi I} (\rho_0 - a); \quad (\sigma_l)_{\rho=b} = \frac{P\lambda}{4\pi I} (b - \rho_0)$$

b) Naprężenia obwodowe

$$(24) \ldots \quad \sigma_t = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{P}{\lambda \ln \dfrac{b}{a}} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} + \mu \frac{P\lambda}{4\pi I} (\rho - \rho_0)$$

o wartościach skrajnych:

$$(24, a) \ldots \quad (\sigma_t)_{\rho=a} = \frac{\pi}{2} \frac{P}{\lambda \ln \dfrac{b}{a}} \cdot \frac{\rho_0}{a} - \mu \frac{P\lambda}{4\pi I} (\rho_0 - a)$$

$$(24, b) \ldots \quad (\sigma_t)_{\rho=b} = \frac{\pi}{2} \frac{P}{\lambda \ln \frac{b}{a}} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} + \mu \frac{P\lambda}{4\pi I}(b - \rho_0).$$

c) Naprężenia styczne według wz. (13):

$$(25) \ldots \quad \tau = -\frac{P}{4 I \rho}\left(\frac{b^3}{3} - \frac{b^2}{2}\rho_0 - \frac{\rho^3}{3} + \frac{\rho^2}{2}\rho_0\right),$$

albo

$$(25') \ldots \quad \tau = -\frac{P}{4 I \rho}\left(\frac{a^3}{3} - \frac{a^2}{2}\rho_0 - \frac{\rho^3}{3} + \frac{\rho^2}{2}\rho_0\right)$$

Największe τ nie występuje w warstwie obojętnej zginania, ale zachodzi tem bliżej tej warstwy, im mniejszy jest stosunek $g:r$.

W przypadkach niewielkiej grubości ściany g w porównaniu do r i a, można z nieznacznym uszczerbkiem dla dokładności obliczeń poprzestać na wzorach przybliżonych, które wyprowadzimy z powyższych wstawiając w przybliżeniu:

1) r zamiast $\rho_0 = r + \frac{g^2}{12 r}$ z błędem wartości ρ_0 mniejszym od 2% jeżeli $g < \frac{r}{2}$.

2) $\frac{g^3}{12}$ zamiast I według wzoru (4) z błędem nieprzewyższającym $\sim$ 4% dla $g < \frac{r}{2}$.

3) $\frac{g}{r}$ zamiast $\ln \frac{b}{a} = \ln \frac{r + \frac{g}{2}}{r - \frac{g}{2}} = \frac{g}{r} + \frac{1}{12}\left(\frac{g}{r}\right)^2 + \ldots$

z błędem zbliżonym do poprzedniego.

Przyjmując nadto $\mu = \frac{1}{3}$ otrzymujemy wzory następujące:

Długość półfali

$$(21'') \ldots \qquad \lambda = 0{,}783\,\pi\sqrt{g\,r} = 2{,}46\sqrt{g\,r}$$

Skrajne wartości naprężeń zginających:

$$(23', a, b) \ldots \qquad \sigma_l \Big|_{\rho=a}^{\rho=b} = \pm 1{,}17 \cdot \frac{P}{g}\sqrt{\frac{r}{g}}$$

Skrajne wartości naprężeń obwodowych:

$$(24') \ldots \quad \sigma_t \Big|_{\rho=a}^{\rho=b} = 1{,}278\,\frac{P}{g}\sqrt{\frac{r}{g}}\left(\frac{r}{2\,r \pm g} \pm 0{,}306\right)$$

Największe naprężenia styczne

$$(25'') \ldots \qquad \tau_{\max} = \frac{3}{8} \cdot \frac{P}{g}\left(1 + \frac{1}{3}\,\frac{g}{r}\right),$$

a towarzyszące im naprężenia obwodowe:

$$(26') \ldots \qquad (\sigma_t)_{\rho=\rho_0} = \frac{\pi}{2}\,\frac{P}{\lambda\, ln\,\frac{b}{a}} = \sim 0{,}639\,\frac{P}{g}\sqrt{\frac{r}{g}}$$

Gdyby nie było żadnych innych sił działających na rurę w sąsiedztwie przekroju rozpychanego naciskiem P, to miejsca niebezpiecznego wypadałoby szukać w trzech punktach:

1° Na powierzchni zewnętrznej, gdzie zachodzi dwuwymiarowy stan napięcia określony naprężeniem obwodowem według wzoru (24′) i naprężeniem podłużnem wg. wz. (23′).

2^0 W warstwie obojętnej, gdzie stan napięcia określają wzory (25″) i (26′).

3^0. Na powierzchni zewnętrznej, gdzie panuje trójwymiarowy stan napięcia, określony naprężeniem obwodowem $(\sigma_t)_{\rho=a}$ wegług wzoru (24′), naprężeniem podłużnem $(\sigma_l)_{\rho=a}$ według wzoru (23′) i naprężeniem radjalnem, które dałoby się obliczyć, gdyby była znana szerokość paska dotyku pierścienia, wywierającego nacisk P. Pomijając narazie tę kwestję, porównamy tylko wytężenie materjału w punktach 1 i 2. W punkcie 1 jest według hipotezy energji odkształcenia postaciowego

$$\sigma_{red}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_1 \sigma_2 \text{, czyli}$$

$$\sigma_{red}^2 = \left(\frac{P}{g}\sqrt{\frac{r}{g}}\right)\left[1{,}17^2 + 1{,}278^2\left(\frac{r}{2r+g} + 0{,}306\right)^2 - \right.$$

$$\left. - 1{,}17 \cdot 1{,}278\left(\frac{r}{2r+g} + 0{,}306\right)\right] =$$

$$= \left(\frac{P}{g}\sqrt{\frac{r}{g}}\right)^2\left[1{,}188 - 0{,}495\,\frac{r}{2r+g} + \left(1{,}278 \cdot \frac{r}{2r+g}\right)^2\right]$$

A zatem

$$(27)\ldots\quad \sigma_{red} = \frac{P}{g}\sqrt{\frac{r}{g}}\sqrt{1{,}188 - \frac{0{,}495\,r}{2r+g} + \left(\frac{1{,}278\,r}{2r+g}\right)^2}$$

W punkcie 2 zaś $(\sigma_{red}^2 = \sigma^2 + 3\,\tau^2)$ jest

$$\sigma_{red}^2 = 0{,}639^2\left(\frac{P}{g}\sqrt{\frac{r}{g}}\right)^2 + \frac{3 \cdot 9}{64}\left(\frac{P}{g}\right)^2\left(1 + \frac{1}{3}\cdot\frac{g}{r}\right)^2 =$$

$$= \left(\frac{P}{g}\right)^2\left[0{,}639^2\,\frac{r}{g} + \frac{27}{64}\left(1 + \frac{1}{3}\,\frac{g}{r}\right)^2\right]$$

A zatem

$$(28)\ldots \qquad \sigma_{red} = \frac{P}{g}\sqrt{0{,}408\frac{r}{g} + 0{,}422\left(1 + \frac{1}{3}\frac{g}{r}\right)^2}$$

Obliczywszy ze wzorów (27) i (28) szereg wartości dla różnych stosunków $r:g$ można znaleść pewną graniczną wartość tego stosunku, powyżej której miejsce niebezpieczne leży na powierzchni zewnętrznej, a poniżej — w warstwie obojętnej.

V. Zakres stosowalności rozwiązań przy upraszczającem założeniu bardzo długiej rury.

Nasuwa się teraz pytanie, kiedy wyprowadzone wzory określają dość dokładnie ten stan odkształcenia i napięcia w lufie działowej, jaki odpowiada rozprężającemu działaniu pocisku za pośrednictwem pierścienia. Albowiem, popierwsze lufa ma długość skończoną, a pierścień rozpychający może się znajdować w różnych przekrojach lufy. Otóż dyskusja wyprowadzonych wzorów ogólnych dla lufy bardzo długiej poucza, że w odległości $\geqslant 2\lambda$ od przekroju obciążonego zachodzą odkształcenia i naprężenia znikomo małe w porównaniu do tych, jakie panują w najbliższem otoczeniu tego przekroju np. $0 \leqslant x \leqslant \frac{\lambda}{4}$. Dla pewnych typów luf okazuje się 2λ równe około 2 do 3 kalibrom lufy, wobec czego ważność naszych wzorów byłaby zapewniona w obszarze 70 do 80% środkowej długości lufy. Ale powtóre grubość g nie jest stała, lecz zmniejsza się ku wylotowi. Dopóki ta zmiana jest łagodna, możemy śmiało przyjąć, że wzory nasze nie dadzą uwagi godnych błędów, podobnie jak wzory teorji zgięcia belek, wyprowadzone dla przypadku przekroju stałego, są dostatecznie dokładne dla

belek o przekroju łagodnie zmiennym; albo wzory Lame'go, ściśle ważne dła rury bardzo długiej i cylindrycznej. a obciążonej stałem ciśnieniem wewnętrznem na całej długości, są wystarczająco przybliżone dla lufy rzeczywistej z wyłączeniem krótkich kawałków końcowych.

Teorja ogólna, oparta na równaniu różniczkowem ściślejszem (9) albo przybliżonem (15), pozwala w pewnych uproszczonych warunkach znaleść rozwiązanie ważne w pobliżu zamkniętego lub otwartego końca rury. Przedtem jednakże postaramy się uzupełnić rozwiązanie rozdz. IV obliczeniem tych odkształceń i naprężeń w okolicy pierścienia rozpychającego, które zachodzą wskutek jednostronnego ciśnienia gazów prochowych i tarcia pierścienia o rurę.

VI. Odkształcenia lufy wywołane tarciem pierścienia wiodącego pocisku.

Niechaj T' oznacza siłę tarcia pierścienia o wewnętrzną powierzchnię lufy, odniesioną do jednostki obwodu $2a\pi$. Odpowiednia siła rozciągająca lufę w części leżącej z tyłu pocisku (aż do pierścienia) $T = 2a\pi T'$ wywołuje przedewszystkiem naprężenie podłużne

$$\sigma_l^{(0)} = \frac{2a\pi T'}{(b^2 - a^2)\pi} = \frac{aT'}{gr}$$

a nadto naprężenia zginające w każdym elementarnym skrawku rury z powodu mimośrodowości działania sił $T' a\, d\varphi$. Odpowiedni moment zginający zewnętrzny określa wzór

$$M_0\, a\, d\varphi = T' a\, d\varphi\, (\rho_0 - a);$$

czyli

$$M_0 = T' (\rho_0 - a)$$

Przy założeniu upraszczającem, że rura rozciąga się po obu stronach przekroju obciążonego bardzo daleko, otrzymujemy rozwiązanie równania różniczkowego (15) w postaci

$$(29)\ldots \qquad y = \frac{T' \rho_0 - a) \alpha^2 \rho_0}{E \ln \frac{b}{a}} e^{-\alpha x} \sin \alpha x$$

przyczem, jak w rozdz. IV

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{(1-\mu^2) \ln \frac{b}{a}}{4 \rho_0 I}} = \frac{1}{g} \sqrt[4]{\frac{3(1-\mu^2) \ln \frac{b}{a}}{\frac{r}{g} - \frac{1}{12} \cdot \frac{g}{r}}}$$

Rozwiązanie to jest ważne po stronie dodatnich x mierzonych od przekroju obciążonego ku wylotowi rury. Dla ujemnych trzeba tylko zastąpić $e^{-\alpha x} \sin \alpha x$ przez $e^{\alpha x} \sin \alpha x$.

Dwukrotne różniczkowanie daje:

$$y'' = -\frac{2 T' (\rho_0 - a) \alpha^4 \rho_0}{E \ln \frac{b}{a}} \cdot e^{-\alpha x} \cos \alpha x =$$

$$= -\frac{(1-\mu^2) T' (\rho_0 - a)}{2 E I} e^{-\alpha x} \cos \alpha x,$$

a zatem

$$(30)\ldots \qquad M = -\frac{E I}{1-\mu^2} y'' = \frac{T'}{2} (\rho_0 - a) e^{-\alpha x} \cos \alpha x$$

$$(31)\ldots \; Q = \frac{dM}{dx} = -\frac{T'}{2} (\rho_0 - a) \alpha e^{-\alpha x} (\cos \alpha x + \sin \alpha x)$$

Według równań (10) i (11) z pominięciem η i σ_r znajdziemy wzory dla naprężeń

$$(32) \quad . \quad . \quad \sigma_l = \frac{1}{2} \frac{T'(\rho_0 - a)(\rho - \rho_0)}{I} e^{-\alpha x} \cos \alpha x$$

$$(33) \quad . \quad . \quad . \quad \sigma_t = T' \left| \frac{\alpha^2 \rho_0 (\rho_0 - a)}{\rho \ln {}^b/_a} \sin \alpha x + \right.$$

$$\left. + \frac{\mu (\rho_0 - a)(\rho - \rho_0)}{2 I} \cos \alpha x \right| e^{-\alpha x}$$

Oznaczywszy przez ξ bezwzględne wartości ujemnych x, otrzymamy dla przekrojów rury leżących po stronie ujemnych x wzory:

$$(32') \quad \sigma_l = - \frac{T'(\rho_0 - a)(\rho - \rho_0)}{2 I} e^{-\alpha \xi} \cos \alpha \xi + \frac{a T'}{g r}$$

$$(33') \quad . \quad . \quad . \quad \sigma_t = - T' \left| \frac{\alpha^2 \rho_0 (\rho_0 - a)}{\rho \ln {}^b/_a} \sin \alpha \xi + \right.$$

$$\left. + \mu \frac{(\rho_0 - a)(\rho - \rho_0)}{2 I} \cos \alpha \xi \right| e^{-\alpha \xi} + \mu \frac{a T'}{g r}$$

Na podstawie rozważań rozdziału V można powyższe wzory stosować ze znaczną dokładnością, jeżeli przekrój obciążony jest odległy od końców rury przynajmniej o $2 \lambda = \frac{2 \pi}{\alpha}$.

Znając przyśpieszenie γ ruchu wstecznego lufy w każdej chwili podczas strzału, możemy nadto obliczyć naprężenia podłużne wskutek odpowiednich oporów bezwładności (sił *d'Alembert'a*), mnożąc masę części lufy od

przekroju rozpatrywanego do wylotu przez γ i dzieląc iloczyn przez pole przekroju. Z tem naprężeniem sumuje się obliczone powyżej σ_t wskutek tarcia.

VII. Wpływ ciśnienia gazów prochowych na część lufy za pociskiem przy założeniu wielkiej długości obu części lufy.

Ażeby teraz obliczyć odkształcenia i naprężenia w lufie po obu stronach pierścienia pociskowego, uwarunkowane tem, że z tyłu za pierścieniem panuje ciśnienie gazów prochowych, a z przodu tego ciśnienia niema, obierzemy znowu początek osi X w środku przekroju dzielącego oba te obszary i zakładając bardzo wielką długość rury, poszukamy odpowiednich całek równ. (15) i równania

$$(15,a) \quad . \quad \frac{EI}{1-\mu^2} \cdot \frac{d^4 y}{d x^4} + \left(\frac{E}{\rho_0} \ln \frac{b}{a}\right) y = -\frac{\mu N}{2 \rho_0 r \pi}$$

oraz równania:

$$(15,b) \quad . \quad \frac{EI}{1-\mu^2} \cdot \frac{d^4 y}{d x^4} + \left(\frac{E}{\rho_0} \ln \frac{b}{a}\right) y = \frac{a p}{\rho_0} - \frac{\mu N}{2 \rho_0 r \pi}$$

ważnego po stronie obciążonej ciśnieniem. Po tej stronie otrzymujemy (z dopuszczalnem pominięciem siły podłużnej N);

$$(34) \quad y = \frac{a p}{E \ln \frac{b}{a}} \left(1 - \frac{1}{2} e^{\alpha x} \cos \alpha x\right) \quad . \; . \; . \quad (\text{dla } x \leqq 0)$$

a po stronie nieobciążonej

$$(35) \quad . \; . \; . \; . \quad y = \frac{1}{2} \frac{a p}{E \ln \frac{b}{a}} \cdot e^{-\alpha x} \cos \alpha x$$

Oba rozwiązania, jak łatwo sprawdzić, czynią zadość odpowiednim równaniom różniczkowym i warunkom krańcowym. W równ. (34) jest

$$(34a) \quad . \; . \; . \quad y = \frac{a\,p}{E \ln \frac{b}{a}} \qquad \text{dla } x \to \infty.$$

Gdyby rozwiązanie nasze było ścisłe, to ta wartość powinna być równa przemieszczeniu warstwy ρ_0 obliczonemu z teorji *Lamè'go*, która jak wiadomo daje:

$$(36) \quad . \; . \quad y = \frac{p\,a^2}{E\,(b^2 - a^2)} \left[(1 - \mu)\,\rho_0 + (1 + \mu)\,\frac{b^2}{\rho_0} \right]$$

Porównanie liczbowe obu wartości przy $b = 1{,}1\,a$ aż do $b = 2{,}5\,a$ wykazało, że nasza wartość przybliżona jest co najwyżej około 4% za mała, — wynik wcale zadowalniający [7]).

Z rozwiązań (34) i (35) znajdujemy kolejno przy pomocy wzorów (10), (11) i (13).

I) Po stronie obciążonej ciśnieniem, t. j. dla ujem-

---

[7]) Pisząc wzór ścisły (36) i nasz przybliżony (34a) w postaci $y = \nu \frac{a\,p}{E}$, gdzie ν oznacza spółczynnik liczbowy, znajdujemy $\left(\text{przy } \mu = \frac{1}{2}\right)$:

Dla $\frac{b}{a}$ =	1,1	1,25	1,5	2	2,5
Dokładne ν =	10,63	4,615	2,569	1,489	1,091
Przybliż. ν =	10,49	4,481	2,466	1,443	1,091
Błąd w %	~1	~3	~4	~3	—

nych wartości x:

(38) . $$\sigma_t = -\frac{(\rho-\rho_0)\,ap}{(1-\mu^2)\ln\frac{b}{a}}\cdot\alpha^2\cdot e^{\alpha x}\sin\alpha x =$$

$$= -\frac{1}{2}\,\frac{(\rho-\rho_0)\,a\,p}{\sqrt{I\,\rho_0\,(1-\mu^2)\ln\frac{b}{a}}}\cdot e^{\alpha x}\sin\alpha x$$

Krańcowe wartości tych naprężeń zginających skrawki elementarne rury zachodzą przy

$$x = -\frac{\lambda}{4},\ -\frac{5}{4}\lambda,\ -\frac{9}{4}\lambda,\ \ldots$$

zdążając oczywiście do zera,

(39) . . $$\sigma_t = \frac{a\,p}{\rho\ln\frac{b}{a}}\left(1-\frac{1}{2}e^{\alpha x}\cos\alpha x\right) -$$

$$-\frac{\mu}{2\sqrt{1-\mu^2}}\cdot\frac{(\rho-\rho_0)\,a\,p}{\sqrt{I\,\rho_0\ln\frac{b}{a}}}\cdot e^{\alpha x}\sin\alpha x$$

(40) . . . . $$\tau = \frac{a\,p}{4\,I\,\rho_0\,\rho}\left|\frac{1}{3}(\rho^3-a^3) -\right.$$

$$\left.-\frac{\rho_0}{2}(\rho^2-a^2)\right|\frac{e^{\alpha x}}{\alpha}(\cos\alpha x+\sin\alpha x)$$

II) Po stronie nieobciążonej, t. j. dla dodatnich wartości x:

$$(41) \quad . \quad \sigma_l = -\frac{(\rho - \rho_0)\, a\, p}{(1-\mu^2) \ln \dfrac{b}{a}} \cdot \alpha^2 e^{\alpha x} \sin \alpha x = -$$

$$= -\frac{1}{2} \frac{(\rho - \rho_0)\, a\, p}{\sqrt{(1-\mu^2)\, l \rho_0 \ln \dfrac{b}{a}}} \cdot e^{-\alpha x} \sin \alpha x$$

o wartościach krańcowych dla

$$x = \frac{\lambda}{4}, \ \frac{5}{4}\lambda, \ \frac{9}{4}\lambda, \ldots$$

zdążających do zera.

$$(42) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \sigma_t = \frac{a\, p}{2 \rho \ln \dfrac{b}{a}} e^{-\alpha x} \cos \alpha x -$$

$$- \frac{\mu (\rho - \rho_0)\, a\, p}{2 \sqrt{(1-\mu^2)\, l \rho_0 \ln \dfrac{b}{a}}} \cdot e^{-\alpha x} \sin \alpha x$$

$$(43) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \tau = \frac{a\, p}{4\, l\, \rho_0\, \rho} \left[\frac{1}{3} (\rho^3 - a^3) - \right.$$

$$\left. - \frac{\rho_0}{2} (\rho^2 - a^2) \right] \frac{e^{-\alpha x}}{\alpha} (\cos \alpha x - \sin \alpha x)$$

Wszystkie powyższe rozwiązania są stosowalne w częściach rury odległych od końców przynajmniej o 2λ. Zajmiemy się zatem szukaniem rozwiązań w częściach bezpośrednio przyległych do końców.

VIII. Odkształcenie lufy wywołane naciskiem pierścienia i ciśnieniem gazów, gdy pocisk znajduje się w bliskości wylotu.

Weźmy pod uwagę rurę, obciążoną w przekroju odległym o l od wylotu naciskiem pierścieniowym P, a po lewej stronie od tego przekroju ciśnieniem wewnętrznem p, zakładając, że l jest niewielkie w porównaniu do bardzo znacznej długości rury. Środek tego przekroju obieramy za oś X, której dodatni kierunek wskazuje ku wylotowi.

Przemieszczenie y punktów warstwy ρ_0 jest określone dla $x > 0$ równaniem różniczkowem

$$(15'a) \quad . \quad . \quad . \quad \frac{EI}{1-\mu^2} \cdot \frac{d^4 y}{dx^4} + \frac{E \ln \frac{b}{a}}{\rho_0} \cdot y = 0$$

zaś dla $x < 0$ równaniem

$$(15'b) \quad . \quad . \quad . \quad \frac{EI}{1-\mu^2} \cdot \frac{d^4 y}{dx^4} + \frac{E \ln \frac{b}{a}}{\rho_0} \cdot y = \frac{a p}{\rho_0}$$

Ogólna całka równania (15'a) jest

$$(44) \quad . \quad . \quad y = A_1 e^{\alpha x} \cos \alpha x + A_2 e^{\alpha x} \sin \alpha x + $$
$$+ A_3 e^{-\alpha x} \cos \alpha x + A_4 e^{-\alpha x} \sin \alpha x$$

zaś całka rów. (15'b):

$$(45) \quad . \quad . \quad y = C_1 e^{\alpha x} \cos \alpha x + C_2 e^{\alpha x} \sin \alpha x +$$
$$+ C_3 e^{-\alpha x} \cos \alpha x + C_4 e^{-\alpha x} \sin \alpha x + \frac{a p}{E \ln \frac{b}{a}}$$

Z warunku krańcowego, że dla $x \longrightarrow \infty$ musi y zdążać do wartości stałej, wynika, że $C_3 = C_4 = 0$. Do wyznaczenia pozostałych 6 stałych całkowania posłużą warunki:

Po stronie dodatnich x:

$$y''|_{x=l} = 0\,; \quad y'''|_{x=l} = 0$$

$$y|_{x\to 0} = y_{-x\to 0}$$

$$y'|_{x\to 0} = y'|_{-x\to 0}$$

$$y''|_{x\to 0} = y''|_{-x\to 0}$$

$$\left(-\frac{EI}{1-\mu^2}y'''\right)_{-x\to 0} - \left(-\frac{EI}{1-\mu^2}y'''\right)_{x\to 0} = P$$

Pierwsze dwa warunki dają:

(46,a) $A_1 e^{\alpha l} \sin \alpha l - A_2 e^{\alpha l} \cos \alpha l - A_3 e^{-\alpha l} \sin \alpha l +$

$$+ A_4 e^{-\alpha l} \cos \alpha l = 0$$

(46,b) $A_1 e^{\alpha l} (\cos \alpha l + \sin \alpha l) - A_2 e^{\alpha l} (\cos \alpha l - \sin \alpha l) -$

$$- A_3 e^{-\alpha l} (\cos \alpha l - \sin \alpha l) - A_4 e^{-\alpha l} (\cos \alpha l + \sin \alpha l) = 0$$

Z trzeciego i czwartego wynika

(46,c) $$A_1 + A_3 = C_1 + \frac{a\,p}{E \ln \frac{b}{a}}$$

(46,d) $$A_1 + A_2 - A_3 + A_4 = C_1 + C_2$$

Piąty warunek prowadzi do równania:

(46,e)... $$A_2 - A_4 = C_2$$

a szósty:

$$(46,f) \quad -A_1 + A_2 + A_3 + A_4 + C_1 - C_2 = \frac{1-\mu^2}{2\,EI\,\alpha^3} \cdot P = $$

$$= \frac{2\,\alpha\,\rho_0}{E\,ln\,\frac{b}{a}} \cdot P$$

Z rozwiązania powyższych równań otrzymujemy:

$$(47) \quad \begin{cases} A_1 = e^{-2\alpha l} \left\{ \frac{1}{2} [(P) + (p)] (1 - \sin 2\,\alpha\,l) + \right. \\ \qquad \left. + \frac{1}{2} (P) (1 + \cos 2\,\alpha\,l) \right\} \\ A_2 = e^{-2\alpha l} \left\{ - \frac{1}{2} [(P) + (p)] (1 - \cos \alpha\,l) + \right. \\ \qquad \left. + \frac{1}{2} (P) (1 + \sin 2\,\alpha\,l) \right\} \\ A_3 = \frac{1}{2} [(P) + (p)] \\ A_4 = \frac{1}{2} (P) \\ C_1 = A_1 - A_3 + (P) \\ C_2 = A_2 - \frac{1}{2} (P) \end{cases}$$

przy oznaczeniach skracających:

$$(47') \qquad (P) = \frac{\alpha\,\rho_0\,P}{E\,ln\,\frac{b}{a}}; \qquad (p) = \frac{a\,p}{E\,ln\,\frac{b}{a}}$$

W ciągu dalszym możnaby wyprowadzić wzory dla naprężeń, zbyt jednak złożone, aby można myśleć o ich

dyskusji. Poprzestaniemy przeto na zbadaniu krańcowego przypadku gdy $l \to 0$, t. j. gdy w bardzo długiej lufie pierścień pocisku zbliża się do wylotu. Wtedy spółczynniki

$$A_1 \to \frac{3}{2}(P) + \frac{1}{2}(P); \qquad A_2 \to \frac{1}{2}(P)$$

a po stronie wylotu jest

$$(44^*) \qquad y = \frac{3(P)+(p)}{2} e^{\alpha x} \cos \alpha x + \frac{(P)}{2} e^{\alpha x} \sin \alpha x + $$
$$+ \frac{(P)+(p)}{2} e^{-\alpha x} \cos \alpha x + \frac{(P)}{2} e^{-\alpha x} \sin \alpha x$$

ważne oczywiście tylko dla bardzo małych x, czyli

$$(48)\ldots \qquad y/_{x\to 0} = 2(P) + (p) = \frac{2\alpha \rho_0 P}{E \ln \frac{b}{a}} + \frac{a p}{E \ln \frac{b}{a}}$$

W drugim przypadku krańcowym, kiedy $l \to \infty$, znajdujemy w początku spółrzędnych, zgodnie z rozwiązaniami rozdz. IV i VII

$$(49)\ldots \qquad y/_{x\to 0} = \frac{\alpha \rho_0 P}{2E \ln \frac{a}{b}} + \frac{a p}{2E \ln \frac{b}{a}}$$

A zatem, w miarę zbliżania się pocisku do wylotu, rośnie wpływ ciśnienia na rozszerzenie (sprężyste) lufy dwukrotnie, a wpływ nacisku pierścienia czterokrotnie (oczywiście w przekroju poprzecznym, przechodzącym przez pierścień pocisku).

Tutaj nasuwają się refleksje na temat stosowanego dawniej powszechnie zgrubienia ściany lufy przy wylocie.

Otóż wynik powyższy nie popiera bynajmniej tego zgrubienia, jakby się na pozór wydawało. Albowiem nacisk P pierścienia nie jest wielkością stałą niezależną od odkształceń lufy. Nacisk ten musi maleć wraz ze zmniejszeniem odporności lufy na odkształcenia sprężyste: (zależność tę zbadamy ilościowo w rozdz. XII i XIII); maleje on nadto ze zbliżeniem się do wylotu (przy założeniu cylindrycznego wnętrza rury), ponieważ grubość pierścienia zmniejsza się wskutek jego rosnących odkształceń plastycznych. Zgrubienie jest zatem zbędne ze stanowiska obliczeń wytrzymałościowych, a nawet może być szkodliwe i niebezpieczne, dławiąc ruch pocisku bezpośrednio przed jego wyleceniem z lufy.

Obliczymy jeszcze naprężenie na końcu lufy bezpośrednio przed wyjściem z niej pierścienia pociskowego. Z pominięciem siły podłużnej N musi tam być oczywiście $\sigma_l = 0$. To samo wypada również ze wzoru (10) po wstawieniu za y'' wartości obliczonej z (44*) przy $x \longrightarrow 0$ Wzór (11′) daje dla σ_l przy $x \longrightarrow 0$:

$$(48a)\ldots \quad \sigma_t = \frac{E}{\rho}[2(P) + (p) = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{2\alpha\rho_0 P + ap}{ln\frac{b}{a}} =$$

$$= \frac{a}{\rho} \cdot \frac{2\alpha P_a + p}{ln\frac{b}{a}}$$

Dla siły porzecznej podłużnych skrawków lufy otrzymujemy z wzoru (37) po wstawieniu wartości $(y''')_{x\to 0}$ według (44*), $Q = 0$, jak być powinno. Natomiast według (45) dla $-x \longrightarrow 0$ znajdujemy $Q = P$. Wartość ta odpowiada przekrojowi, sąsiadującemu z pierścieniem po jego drugiej stronie. A zatem stosownie do wzoru (13)

(48.b) $$\tau = \frac{P}{I\rho}\left[\frac{1}{3}(b^3 - \rho^3) - \frac{\rho_0}{2}(b^2 - \rho^2)\right]$$

Miejsca niebezpiecznego wypada szukać w pobliżu warstwy ρ_0. W samej warstwie jest

(48.c) $$\tau_0 = (\tau)_{\rho=\rho_0} = \frac{3}{2}\frac{P_a}{g}\cdot\frac{1-\frac{1}{2}\frac{g}{r}}{1-\frac{1}{144}\left(\frac{g}{r}\right)^4}\left[1-\frac{1}{18}\left(\frac{g}{r}\right)^2+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{1296}\left(\frac{g}{r}\right)^4\right],$$

albo z wielkiem przybliżeniem, gdy $g < r$

(48'.c) $$\tau_0 = \frac{3}{2}\frac{a P_a}{g r}\left[1-\frac{1}{18}\left(\frac{g}{r}\right)^2+\frac{5}{648}\left(\frac{g}{r}\right)^4\right]$$

Wytężenie materjału w tem miejscu określi wzór:

$$\sigma_{red}^2 = \sigma_t^2 + 3\,\tau^2_0$$

IX. Odkształcenia lufy przy położeniach początkowych pocisku.

Poszukamy teraz rozwiązania w przypadku, gdy pocisk znajduje się stosunkowo daleko od wylotu, a blisko zamknięcia lufy. Przyjmiemy przytem, podobnie jak w rozdz. VIII po stronie zamka równomierne ciśnienie p kg/cm^2 na długości l, a nadto równomierny nacisk pierścienia P kg/cm, pomijając na razie inne siły dodatkowe.

Całki ogólne równań różniczkowych (15'a) i (15'b) przybiorą postać

(50) $$y = A_1 e^{-\alpha x}\cos\alpha x + A_2 e^{-\alpha x}\sin\alpha x$$

dla części wylotowej, uważanej za bardzo długą, czyli dla $x > 0$, oraz

(51) ... $$y = C_1 e^{\alpha x} \cos \alpha x + C_2 e^{\alpha x} \sin \alpha x +$$
$$+ C_3 e^{-\alpha x} \cos \alpha x + C_4 e^{-\alpha x} \sin \alpha x + (p)$$ [8])

dla $x < 0$, przyczem jak powyżej

$$x = \sqrt[4]{\frac{(1 - \mu^2) \, ln \dfrac{b}{a}}{4 \rho_0 I}}, \quad (p) = \frac{a p}{E \, ln \dfrac{b}{a}}$$

Do wyznaczenia stałych całkowania A_i i C_i mamy teraz następujące pierwsze cztery warunki krańcowe:

(I) ... $y/_{x \to 0} = y/_{-x \to 0}$; (II) ... $y'/_{x \to 0} = y'/_{-x \to 0}$

(III) ... $$y''/_{x \to 0} = y''/_{-x \to 0}$$

---

[8]) Dla ułatwienia kontroli dalszych wzorów zestawiamy kolejne 4 pochodne funkcji (51):

$$y' = \alpha \left[(C_1 e^{\alpha x} + C_4 e^{-\alpha x}) (\cos \alpha x - \sin \alpha x) + \right.$$
$$\left. + (C_2 e^{\alpha x} - C_3 e^{-\alpha x}) (\cos \alpha x + \sin \alpha x) \right]$$
$$y'' = 2 \alpha^2 \left[- C_1 e^{\alpha x} \sin \alpha x + C_2 e^{\alpha x} \cos \alpha x + \right.$$
$$\left. + C_3 e^{-\alpha x} \sin \alpha x - C_4 e^{-\alpha x} \cos \alpha x \right]$$
$$y''' = 2 \alpha^3 \left[(- C_1 e^{\alpha x} + C_4 e^{-\alpha x}) (\cos \alpha x + \sin \alpha x) + \right.$$
$$\left. + (C_2 e^{\alpha x} + C_3 c^{-\alpha x}) (\cos \alpha x - \sin \alpha x) \right]$$
$$y^{IV} = - 4 \alpha^4 \left[C_1 e^{\alpha x} \cos \alpha x + C_2 e^{\alpha x} \sin \alpha x + C_3 e^{-\alpha x} \cos \alpha x + \right.$$
$$\left. + C_4 e^{-\alpha x} \sin \alpha x \right]$$

$$\text{(IV)} \ldots \quad \left(-\frac{EI}{1-\mu^2}y'''\right)_{-x\to 0} - \left(-\frac{EI}{1-\mu^2}y'''\right)_{x\to 0} = P$$

Pozostają jeszcze dwa warunki od strony zamkniętej. Jeden z nich można napisać w prostej postaci bezwątpienia dostatecznie przybliżonej

$$\text{(V)} \ldots \quad y/_{-x=l} = 0,$$

czyli zaniedbując zwiększenie średnicy masywnej części zamkowej pod wpływem sił rozciągających ją radjalnie; drugi zaś z przybliżeniem nieco mniejszem możnaby napisać w postaci

$$\text{(VI)} \ldots \quad y'/_{-x=l} = 0$$

Ze względu jednak na inne zastosowania wyników przyjmujemy, że lufa jest zamknięta płytą sztywnie z nią połączoną o grubości h. Płyta jest na wolnej powierzchni kołowej w promieniu a obciążona ciśnieniem p, a dokoła utwierdzona sprężyście wskutek połączenia z rurą. Z teorji, płyt wiadomo, że wygięcie w płyty okrągłej w tych warunkach mierzone dodatnio na zewnątrz określa równanie

$$(52) \ldots \quad w = K(a^2 - \rho^2) - \frac{(a^4 - \rho^4)p}{64 B_1}$$

Tutaj oznacza B_1 sztywność zginania płyty, odniesiona do jednostki szerokości przekroju, która się wyraża wzorem:

$$(52') \ldots \quad B_1 = \frac{E h^3}{12(1-\mu^2)},$$

K zaś jest stałą zależną od stopnia utwierdzenia na obwodzie płyty [9]).

Jest to siódma z rzędu niewiadoma obok sześciu stałych całkowania w równaniach (50) i (51). Zamiast (VI) napiszemy teraz dwa warunki następujące.

$$\text{(VI}'\text{)} \ldots \qquad y' \Big|_{-x=l} = \frac{dw}{d\rho}\Big|_{\rho=a}$$

$$\text{(VII)} \ldots \left(\frac{EI}{1-\mu^2}\, y''\right)_{-x=l} = \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)}\left(\frac{d^2 w}{d\rho^2} + \frac{\mu}{\rho}\,\frac{dw}{d\rho}\right)_{\rho=a}$$

Pierwszy z tych warunków (VI′) wyraża, że kąty obrotu elementu obwodowego płyty są równe kątom obrotu elementów przyległego przekroju rury; drugi zaś, że momenty zginające brzeg płyty są równe momentom zginającym w elementach przyległego przekroju rury [10]).

Po wstawieniu wartości z (50) i (51) znajdujemy następujące równania do wyznaczenia stałych:

$$\text{(I}a\text{)} \ldots \qquad A_1 = C_1 + C_3 + (p)$$

$$\text{(II}a\text{)} \ldots \qquad -A_1 + A_2 = C_1 + C_2 - C_3 + C_4$$

$$\text{(III}a\text{)} \ldots \qquad -A_2 = C_2 - C_4$$

---

[9]) Ta stała przybiera następujące wartości szczególne:

$K_0 = \frac{3+\mu}{1+\mu} \cdot \frac{a^2 p}{32 B_1}$ przy swobodnem podparciu środka brzegu (o promieniu a),

$K\infty = \frac{a^2 p}{32 B_1}$ przy doskonałem utwierdzeniu tegoż brzegu.

[10]) Te warunki są widocznie nieścisłe, gdyż nie uwzględniają sztywności części pierścieniowatej łączącej rurę z płytą zamykającą Dokładniejsze badanie w rozdz. XI.

(IV a) ... $-C_1 + C_2 + C_3 + C_4 - A_1 - A_2 = -2(P)$

(V a) ... $C_1 e^{-\alpha l} \cos \alpha l - C_2 e^{-\alpha l} \sin \alpha l + C_3 e^{\alpha l} \cos \alpha l -$

$$- C_4 e^{\alpha l} \sin \alpha l + (p) = 0$$

(VI a) ... $(C_1 e^{-\alpha l} + C_4 e^{\alpha l})(\cos \alpha l + \sin \alpha l) +$

$$+ (C_2 e^{-\alpha l} - C_3 e^{\alpha l})(\cos \alpha l - \sin \alpha l) = \frac{a^3 p}{16 B_1 \alpha} - \frac{2 K a}{\alpha}$$

(VII a) ... $C_1 e^{-\alpha l} \sin \alpha l + C_2 e^{-\alpha l} \cos \alpha l - C_3 e^{\alpha l} \sin \alpha l -$

$$- C_4 e^{\alpha l} \cos \alpha l = \frac{h^3}{12 I \alpha^2} \left[(3 + \mu) \frac{a^2 p}{32 B_1} - (1 + \mu) K \right]$$

Z 4 pierwszych równań można wyrazić 4 niewiadome A_1, A_2, C_1, C_2 przez C_3 i C_4:

$$(53) \quad \begin{cases} A_1 = C_3 + \dfrac{1}{2} \left[(P) + (p) \right] \\ A_2 = C_4 + \dfrac{1}{2} (P) \\ C_1 = \dfrac{1}{2} \left[(P) - (p) \right] \\ C_2 = -\dfrac{1}{2} (P) \end{cases}$$

Rugowanie K z VI a i VII a daje:

(VI, VII) .. $k_1 C_1 + k_2 C_2 + k_3 C_3 + k_4 C_4 + k_0 = 0$

przy oznaczeniach

$$(53') \quad \begin{cases} \vartheta = \dfrac{24\, l\, a\, \alpha}{(1+\mu) h^3}; \; k_0 = \dfrac{1}{1+\mu} \cdot \dfrac{a^3 p}{8 B_1 \alpha} = \dfrac{3}{2} (1-\mu) \dfrac{a^3 p}{E h^3 \alpha} \\ k_1 = e^{-\alpha l} [\cos \alpha l + (1 - \vartheta) \sin \alpha l] \\ k_2 = e^{-\alpha l} [(1 - \vartheta) \cos \alpha l - \sin \alpha l], \\ k_3 = e^{\alpha l} [(1 + \vartheta) \sin \alpha l - \cos \alpha l] \\ k_4 = e^{\alpha l} [(1 + \vartheta) \cos \alpha l + \sin \alpha l] \end{cases}$$

Teraz należy równania (V a) i (VI, VII), t. j.

$$C_1\, e^{-\alpha l} \cos \alpha l - C_2\, e^{-\alpha l} \sin \alpha l + C_3\, e^{\alpha l} \cos \alpha l - $$
$$- C_4\, e^{\alpha l} \sin \alpha l = -(v)$$

$$k_1 C_1 + k_2 C_2 + k_3 C_3 + k_4 C_4 = - k_0$$

rozwiązać względem C_3 i C_4 po wstawieniu w nich za C_1 i C_2 wartości z (53).

Po różnych przekształceniach i uproszczeniach otrzymujemy:

$$(54) \quad \begin{cases} C_1 = \dfrac{1}{2} [(P) - (p)] = \dfrac{\alpha\, \rho_0\, P}{2 E \ln \dfrac{b}{a}} - \dfrac{a\, p}{2 E \ln \dfrac{b}{a}} \\ C_2 = -\dfrac{1}{2} (P) = -\dfrac{\alpha\, \rho_0\, P}{2 E \ln \dfrac{b}{a}} \end{cases}$$

$$(55) \qquad C_3 = C_3' + C_3''; \quad C_4 = C_4' + C_4''$$

przyczem

(55')

$$C_3' = -\frac{(P)}{2} \cdot \frac{2 + (1+\vartheta)\sin 2\alpha l - (1-\vartheta)\cos 2\alpha l}{(1+\vartheta)\, e^{2\alpha l}}$$

$$C_3'' = -\frac{2[(1+\vartheta)\cos\alpha l + \sin\alpha l]\, e^{\alpha l}}{(1+\vartheta)\, e^{2\alpha l}} \cdot \frac{(p)}{2} +$$

$$+ \frac{1+\vartheta \cos 2\alpha l + \sin 2\alpha l}{(1+\vartheta)\, e^{2\alpha l}} \cdot \frac{(p)}{2} -$$

$$- \frac{k_0\, e^{\alpha l} \sin\alpha l}{(1+\vartheta)\, e^{2\alpha l}}$$

$$C_4' = -\frac{(P)}{2} \cdot \frac{(1+\vartheta)\cos 2\alpha l + (1-\vartheta)\sin 2\alpha l}{(1+\vartheta)\, e^{2\alpha l}}$$

$$C_4'' = \frac{2[(1+\vartheta)\sin\alpha l - \cos\alpha l]\, e^{\alpha l}}{(1+\vartheta)\, e^{2\alpha l}} \cdot \frac{(v)}{2} +$$

$$+ \frac{(1-\vartheta \sin 2\alpha l + \cos 2\alpha l)}{(1+\vartheta)\, e^{2\alpha l}} \cdot \frac{(p)}{2} -$$

$$- \frac{k_0\, e^{\alpha l} \cos\alpha l}{(1+\vartheta)\, e^{2\alpha l}}$$

(56) ... $A_1 = C_3 + \frac{1}{2}[(P) + (p)]$; $A_2 = C_4 + \frac{1}{2}(P)$

Wreszcie z rów. (VI a):

(57) ... $$K = \frac{3(1-\mu^2)}{8} \cdot \frac{p a^2}{E h^3} - \frac{\alpha}{2a}[(C_1 e^{-\alpha l} + C_4 e^{\alpha l}) .$$

$$.(\cos\alpha l + \sin\alpha l) + (C_2 e^{-\alpha l} - C_3 e^{\alpha l})(\cos\alpha l - \sin\alpha l)]$$

Znalezione wartości stałych całkowania pozwalają obliczyć naprężenia i odkształcenia w każdem miejscu rury i płyty zamykającej ją. Niestety wzory są jeszcze

bardziej złożone, aniżeli w przypadku rozpatrywanym w rozdz. VIII. Znacznego uproszczenia można się spodziewać w przypadku bardzo wielkiego l.

X. *Odkształcenie tylnej zamkniętej części lufy, gdy pocisk znajduje się dość daleko od zamka i od wylotu.*

Szukając wartości odkształceń w pobliżu zamknięcia rury, przenosimy tam początek spółrzędnych, kładąc

$$x = \xi - l$$

Wtedy rów. (51) przybierze postać:

$$y = H_1 e^{\alpha\xi} \cos \alpha\xi + H_2 e^{\alpha\xi} \sin \alpha\xi + H_3 e^{-\alpha\xi} \cos \alpha\xi + H_4 e^{-\alpha\xi} \sin \alpha\xi + (p) \tag{51*}$$

przyczem

$$\left\{\begin{aligned} H_1 &= C_1 e^{-\alpha l} \cos \alpha l - C_2 e^{-\alpha l} \sin \alpha l \\ H_2 &= C_1 e^{-\alpha l} \sin \alpha l + C_2 e^{-\alpha l} \cos \alpha l \\ H_3 &= C_3 e^{\alpha l} \cos \alpha l - C_4 e^{\alpha l} \sin \alpha l \\ H_4 &= C_3 e^{\alpha l} \sin \alpha l + C_4 e^{\alpha l} \cos \alpha l \end{aligned}\right. \tag{51*a}$$

Gdy $l \longrightarrow \infty$, to H_1 i H_2 stają się zerami, zaś

$$\left\{\begin{aligned} H_3 &= -(p) = -\frac{a\,p}{E \ln \dfrac{b}{a}} \\ H_4 &= -\frac{1}{1+\vartheta}\left(\frac{a\,p}{E \ln \dfrac{b}{a}} + k_0\right) = \\ &= -\frac{1}{1+\vartheta} \cdot \frac{a\,p}{E \ln \dfrac{b}{a}} \left[1 + \frac{3(1-\mu)}{2} \frac{a^2}{h^3 \alpha} \ln \frac{b}{a}\right] \end{aligned}\right. \tag{51*b}$$

przyczem, jak powyżej

$$\vartheta = \frac{24\, l\, a\, \alpha}{(1+\mu)\, h^3}$$

A zatem w przypadku długiej rury pod ciśnieniem wewnętrznem p, zamkniętej dnem o grubości h, mamy dla przemieszczenia y punktów ρ_0 w zależności od odległości x od dna równanie:

$$(58) \ldots \quad y = \frac{a\, p}{E \ln \frac{b}{a}} \left(1 - e^{-\alpha x} \cos \alpha x - \beta e^{-\alpha x} \sin \alpha x\right)$$

przyczem

$$\beta = \frac{1 + k_0 \dfrac{E \ln \frac{b}{a}}{p\, a}}{1 + \vartheta}\, ; \quad \alpha = \sqrt[4]{\frac{(1-\mu^2) \ln \frac{b}{a}}{4\, \rho_0\, l}}$$

Jeżeli dno jest bardzo sztywne, to β staje się bliskiem 1.

Wygięcie dna przedstawia powtórzone poniżej równ. (52) z wartością stałej K, dla której znajdujemy z (57) wyrażenie:

$$(59') \ldots K = \frac{3}{8} (1-\mu^2) \frac{p\, a^2}{E\, h^3} + \frac{\alpha}{2\, a} \cdot \frac{1}{1+\vartheta} \left(k_0 - \vartheta \cdot \frac{p\, a}{E \ln \frac{b}{a}}\right).$$

albo

$$(59'') \ldots \qquad K = \frac{3}{8} (1-\mu^2) \frac{p\, a^2}{E\, h^3} \cdot$$

$$\cdot \left[1 - \frac{2}{(1+\mu)(1+\vartheta)} \left(8 \sqrt{\frac{l}{(1-\mu^2)\, a^2 \rho_0 \ln \frac{b}{a}}} - 1\right)\right]$$

$$(52) \ldots \quad w = K(a^2 - \rho^2) - \frac{3}{16} \frac{(1-\mu^2)p}{Eh^3}(a^4 - \rho^4)$$

Naprężenia w ścianie rury określą teraz według (10′) i (11′) wzory:

$$(60) \ldots \quad \sigma_l = - \frac{2a\alpha^2(\rho - \rho_0)p}{(1-\mu^2)\ln\frac{b}{a}} (\beta \cos\alpha x - \sin\alpha x)\, e^{-\alpha x}$$

$$(61) \ldots \quad \sigma_t = \frac{ap}{r \ln\frac{b}{a}} \left\{ \frac{r}{\rho} \left[1 - e^{-\alpha x}(\cos\alpha x + \beta \sin\alpha x)\right] - \right.$$

$$\left. - \frac{2\mu}{1-\mu^2} \cdot \alpha^2 r (\rho - \rho_0)\, e^{-\alpha x} (\beta\cos\alpha x - \sin\alpha x) \right\}$$

$$(62) \ldots \quad \tau = \frac{ap}{2\alpha\rho_0\rho I}\left[\frac{1}{3}(b^3 - \rho^3) - \frac{\rho_0}{2}(b^2 - \rho^2)\right] \cdot$$

$$. \, e^{-\alpha x}\left[(\beta + 1)\cos\alpha x + (\beta - 1)\sin\alpha x\right]$$

Należy pamiętać, że wzór (60) nie uwzględnia naprężeń, uwarunkowanych siłami rozciągającemi rurę wzdłuż.

Naprężenia w płycie dennej obliczymy przy pomocy znanych wzorów teorji płyt okrągłych, a mianowicie:

Naprężenie normalne od zgięcia elementu radjalnego płyty we włóknie odległem o z od warstwy obojętnej:

$$(63, \rho) \ldots \quad \sigma_\rho = - \frac{Ez}{1-\mu^2}\left(\frac{d^2 w}{d\rho^2} + \frac{\mu}{\rho}\frac{dw}{d\rho}\right)$$

a naprężenie normalne od zgięcia w kierunku obwodowym:

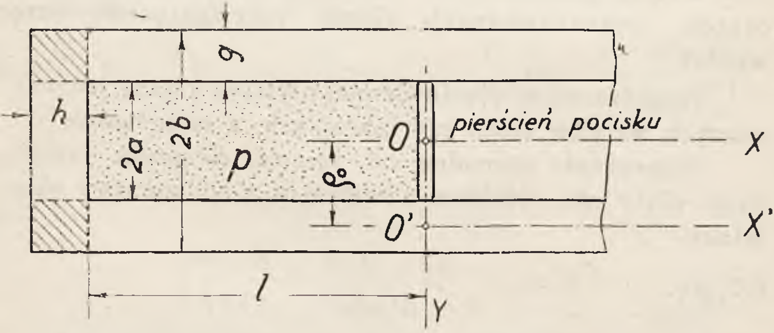
$$(63, \pi) \ldots \qquad \sigma_z = -\frac{E z}{1-\mu^2}\left(\frac{1}{\rho}\frac{d w}{d\rho} + \mu \frac{d^2 w}{d\rho^2}\right)$$

A zatem stosownie do (59) otrzymamy:

$$(64) \ldots \quad \left\{ \begin{aligned} \sigma_\rho &= \left(\frac{2KE}{1-\mu} - \frac{9+3\mu}{4} \cdot \frac{p\rho^2}{h^3}\right) z \\ \sigma_z &= \left(\frac{2KE}{1-\mu} - \frac{3+9\mu}{4} \cdot \frac{p\rho^2}{h^3}\right) z \end{aligned} \right.$$

XI. Odkształcenie lufy w pobliżu zamka z dokładniejszem uwzględnieniem sztywności grubej płyty zamykającej.

Przypadek traktowany w rozdziale IX został tam rozwiązany z pominięciem oporu sztywności w tej części dna, która stanowi przedłużenie rury (zakreskowana na rys. 4). Dlatego w warunku VII przyjęto, że wartość radjalnych momentów zginających płyty dokoła przekroju walcowego o promieniu a, uważanego za jej brzeg, jest równa momentom zgięcia skrawków rury w przekroju



Rys 4

przylegającym do dna. W rzeczywistości momenty te nie są wogóle równe, albowiem zakreskowane przekroje prostokątne części nieuwzględnionej o kształcie pierścienia obracają się o kąt

$$\Delta\psi = \left(\frac{dy}{dx}\right)_{-x=l} = \left(\frac{dw}{d\rho}\right)_{\rho=a}$$

jeżeli pominiemy stosunkowo bardzo nieznaczne odkształcenia samego przekroju prostokątnego o polu gh. Obrót zaś odpowiednich wycinków elementarnych pierścienia, stanowiących przedłużenia skrawków rury, wymaga stosownych momentów „skręcających" pierścień. Ich wielkość jest widocznie równa różnicy wyżej wymienionych momentów zgięcia od strony dna i od strony rury.

Przybliżoną teorję odkształcenia takiego pierścienia pod wpływem momentów skręcających, rozmieszczonych równomiernie dokoła pierścienia, jak w naszym przypadku, podałem w pracy p. t. „Osobliwe zgięcie pierścienia" (Przegl. Techn. 1930). Według tej teorji wyraża się zależność momentu skręcającego od kąta $\Delta\psi$ w naszym przypadku równaniem:

(65) ... $$\overline{M} = \frac{Eh^3}{12} \ln \frac{b}{a} \cdot \Delta\psi$$

Tutaj oznacza M moment działający na element pierścienia wycięty kątem środkowym $d\varphi$, podzielony przez ten kąt (czyli wartość momentu przypadająca na radjan). Odpowiedni moment na brzegu rury $\overline{M}_1$ określi równanie:

(66) ... $$\overline{M}_1 = -\frac{EI}{1-\mu^2}\rho_0 (y'')_{-x=l}$$

zaś moment na brzegu rury:

$$(67) \ldots \quad \overline{M}_2 = -\frac{E\,a\,h^3}{12\,(1-\mu^2)}\left(\frac{d^2 w}{d\rho^2} + \frac{\mu}{\rho}\frac{d\,w}{d\rho}\right)_{\rho=a}$$

A zatem warunek (VII) przyjmie postać dokładniejszą

$$\overline{M}_2 - \overline{M}_1 = \overline{M},$$

czyli

$$(\mathrm{VII}^*) \quad \frac{E\,I\,\rho_0}{1-\mu^2}\left(\frac{d^2 y}{d\,x^2}\right)_{-x=l} - \frac{E\,a\,h^3}{12\,(1-\mu^2)}\left(\frac{d^2 w}{d\rho^2} + \frac{\mu}{\rho}\frac{d\,w}{d\rho}\right)_{\rho=a} =$$

$$= \frac{E\,h^3}{12}\ln\frac{b}{a}\left(\frac{d\,y}{d\,x}\right)_{-x=l} = \frac{E\,h^3}{12}\ln\frac{b}{a}\left(\frac{d\,w}{d\rho}\right)_{\rho=a}$$

Z pośród równań warunkowych (I a) do (VII a) w rozdz. IX zmieni się tylko ostatnie, t. j. (VII a), które stosownie do (VII*) napiszemy w postaci:

$$(\mathrm{VII}^* a) \quad \left\{ \begin{aligned} &\frac{E\,a\,h^3}{12\,(1-\mu^2)}\left[\frac{(3+\mu)\,a^2\,p}{16\,B_1} - 2\,(1+\mu)\,K\right] + \\ &+ \frac{E\,h^3}{12}\ln\frac{b}{a}\left(\frac{a^3\,p}{16\,B_1} - 2\,K\,a\right) = \frac{E\,I\,\rho_0}{1-\mu^2}\cdot 2\,\alpha^2\,. \\ &.\,(C_1\,e^{-\alpha l}\sin\alpha\,l + C_2\,e^{-\alpha l}\cos\alpha\,l - C_3\,e^{\alpha l}\sin\alpha\,l - \\ &\qquad - C_4\,e^{\alpha l}\cos\alpha\,l) \end{aligned} \right.$$

Wyrugowawszy K z (VII a) i (VII*a) otrzymamy równanie, różniące się od (VI, VII) tylko wartościami parametrów ϑ i k_0, które należy zastąpić następującemi:

$$(68) \ldots \quad \vartheta^* = \vartheta\,\frac{\rho_0}{a}\cdot\frac{1}{1+(1-\mu)\ln\dfrac{b}{a}} =$$

$$= \frac{24 \, l \, \alpha \, p_0}{h^3 \left[1 + \mu + (1 - \mu^2) \ln \frac{b}{a} \right]}$$

(69) ... $$k_0^* = \frac{k_0}{1 + (1 - \mu) \ln \frac{b}{a}} =$$

$$= \frac{3}{2} (1 - \mu) \frac{p \, a^3}{E \, h^3 \, \alpha} \cdot \frac{1}{1 + (1 - \mu) \ln \frac{b}{a}}$$

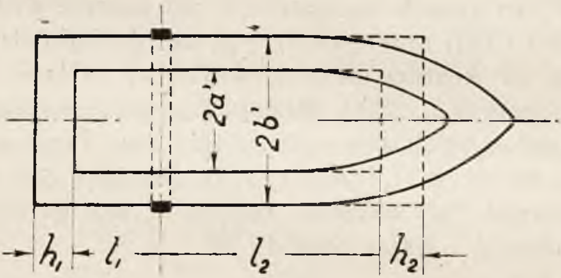
W ten sposób możnaby odrazu napisać według (55), (55'), (56) i (57) nowe wzory jeszcze dokładniejsze. Podobnież we wzorach rozdz. X wystarczy zastąpić ϑ przez ϑ^* i k_0 przez k_0^*, ażeby otrzymać wzory, uwzględniające sztywność zewnętrznego pierścienia dna. Przytem ulegną zmianie wzory na H_4 [drugi z (51*b), (58) (58') (59') w pierwszej postaci], (52) wskutek zmiany K, (60) do (62) wskutek zmiany β i (64) z powodu K.

XII. Odkształcenie walcowej skorupy pocisku z uwzględnieniem sztywności den.

Nacisk pierścienia wiodącego pocisku na wewnętrzną powierzchnię lufy i odpowiednia mu reakcja na zewnętrzną powierzchnię skorupy pocisku mają wartość zależną nietylko od nadmiaru początkowego zewnętrznej średnicy pierścienia w stosunku do kalibru lufy, ale także od podatności sprężystej lufy i pocisku. Odkształcalność sprężystą lufy pod wpływem nacisku P określiliśmy już szeregiem wzorów teoretycznych w rozdz. IV do XI. Pozostaje jeszcze zbadać odkształcalność pocisku. Walcowa na znacznej długości skorupa pocisku jest na

jednym końcu zamknięta dnem stanowiącem płaską kołową płytę, a na drugim przechodzi w kopułę szpiczastą, której odkształcalność nader trudno ująć teoretycznie. Tę trudność ominiemy narazie, zastępując kopułę płytą pomyślaną w stosownem miejscu tak, aby przez to nie zmieniły się momenty zginające odpowiedni brzeg walcowej części skorupy. Tak zmodyfikowany pocisk (rys. 5) pozostaje przed opuszczeniem lufy pod działaniem sił następujących:

1°) Ciśnienie p gazów prochowych na część o długości $l_1 + h_1$ poza pierścieniem wiodącym.



Rys. 5

2°) Nacisk pierścienia P_1 odniesiony do jednostki obwodu warstwy obojętnej ściany pocisku o promieniu ρ_0.

3°) Siły d'Alembert'a określone przyspieszeniem ruchu postępowego i prędkością kątową pocisku.

4°) Tarcie pierścienia o lufę.

Zważywszy, że tak opory bezwładności jak i tarcie mogą mieć tylko stosunkowo mały wpływ na odkształcalność skorupy pocisku w naszych warunkach, poprzestaniemy na uwzględnieniu tylko p i P_1. Licząc odległości x od płaszczyzny pierścienia dodatnio w kierunku ruchu

pocisku [11]), napiszemy równania zgięcia elementarnych skrawków ściany walcowej w postaci:

$$(70)\ldots \quad \frac{EI}{1-\mu^2}\frac{d^4 y}{dx^4}+\frac{E}{\rho_0}\ln\frac{b}{a}\cdot y=0 \quad (\text{dla } x>0)$$

$$(71)\ldots \quad \frac{EI}{1-\mu^2}\frac{d^4 y}{dx^4}+\frac{E}{\rho_0}\ln\frac{b}{a}\cdot y=-\frac{bp}{\rho_0} \quad (\text{dla } x<0)$$

Ogólne całki tych równań, t. j.

$$(72)\ldots y=A_1 e^{\alpha x}\cos\alpha x+A_2 e^{\alpha x}\sin\alpha x+A_3 e^{-\alpha x}\cos\alpha x+$$

$$+A_4 e^{-\alpha x}\sin\alpha x, \quad (x>0)$$

$$(73)\ldots y=C_1 e^{\alpha x}\cos\alpha x+C_2 e^{\alpha x}\sin\alpha x+C_3 e^{-\alpha x}\cos\alpha x+$$

$$+C_4 e^{-\alpha x}\sin\alpha x-\frac{bp}{E\ln\frac{b}{a}}, \quad (x<0)$$

zawierają 8 stałych. Razem z 2 stałemi K_1 i K_2 płyt dennych mamy 10 niewiadomych (por. rozdz. XI), które należy wyznaczyć z 10 warunków krańcowych następujących

I) $y\,|_{x\to 0}=y\,|_{-x\to 0}$; II) $y'\,|_{x\to 0}=y'\,|_{-x\to 0}$

III) $y''\,|_{x\to 0}=y''\,|_{-x\to 0}$;

IV) $\left.\frac{EI}{1-\mu^2}y'''\right|_{x\to 0}-\left.\frac{EI}{1-\mu^2}y'''\right|_{-x\to 0}=-P_1$;

V) $y\,|_{-x=l_1}=0$; VI) $y\,|_{x=l_2}=0$

[11]) Dodatnie y jak powyżej odpowiada oddaleniu warstwy obojętnej skrawków elementarnych od osi geometrycznej pocisku (rury).

$$\text{VII)}\quad y'\Big|_{-x=l_1} = \frac{dw}{d\rho}\Big|_{\rho=a}: \quad \text{VIII)}\quad y'\Big|_{x=l_2} = -\frac{dw_2}{d\rho}\Big|_{\rho=a}$$

$$\text{IX)}\quad \frac{EI\rho_0}{1-\mu^2}(y'')_{-x=l_1} - \frac{Eah_1^3}{12(1-\mu^2)}\left(\frac{d^2w_1}{d\rho^2} + \frac{\mu}{\rho}\frac{dw_1}{d\rho}\right)_{\rho=a} +$$

$$+ \frac{Eh_1^3}{12}\ln\frac{b}{a}\left(\frac{dw}{d\rho}\right)_{\rho=a} = 0$$

$$\text{X)}\quad -\frac{EI\rho_0}{1-\mu^2}(y'')_{x=l_2} - \frac{Eah^3}{12(1-\mu^2)}\left(\frac{d^2w_2}{d\rho^2} + \frac{\mu}{\rho}\frac{dw_2}{d\rho}\right)_{\rho=a} +$$

$$+ \frac{Eh_2^3}{12}\ln\frac{b}{a}\left(\frac{dw_2}{d\rho}\right)_{\rho=a} = 0$$

Po podstawieniu wartości z (72) i (73), oraz z równań ugięcia obu den w postaci

$$w_1 = -K_1(a^2-\rho^2) + (a^4-\rho^4)\frac{p}{64B_1}; \quad B_1 = \frac{Eh_1^3}{12(1-\mu^2)},$$

$$w_2 = -K_2(a^2-\rho^2); \quad B_2 = \frac{Eh_2^3}{12(1-\mu^2)}$$

otrzymujemy następujące równania warunkowe:

$$\text{I')}\quad A_1 + A_3 - C_1 - C_3 + [p] = 0; \quad [p] = \frac{bp}{E\ln\frac{b}{a}}$$

$$\text{II')}\quad A_1 + A_2 - A_3 + A_4 = C_1 + C_2 - C_3 + C_4$$

$$\text{III')}\quad A_2 - A_4 = C_2 - C_4$$

$$\text{IV')}\quad A_1 - A_2 - A_3 - A_4 = C_1 - C_2 - C_3 - C_4 + 2(P)$$

$$\text{V')}\quad C_1 e^{-\alpha l_1}\cos\alpha l_1 - C_2 e^{-\alpha l_1}\sin\alpha l_1 +$$

$$+ C_3 e^{\alpha l_1}\cos\alpha l_1 - C_4 e^{\alpha l_1}\sin\alpha l_1 = [p]$$

$$\text{VI}')\quad A_1 e^{\alpha l_2} \cos \alpha l_2 + A_2 e^{\alpha l_2} \sin \alpha l_2 + A_3 e^{-\alpha l_2} \cos \alpha l_2 + \\ + A_4 e^{-\alpha l_2} \sin \alpha l_2 = 0$$

$$\text{VII}')\quad C_1 e^{-\alpha l_1} (\cos \alpha l_1 - \sin \alpha l_1) + C_2 e^{-\alpha l_1} (\cos \alpha l_1 - \sin \alpha l) - \\ - C_3 e^{\alpha l_1} (\cos \alpha l_1 - \sin \alpha l_1) + C_4 e^{\alpha l_1} (\cos \alpha l_1 + \sin \alpha l_1) = \\ = \frac{1}{\alpha} \left(2 K a - \frac{a^3 p}{16 B_1} \right)$$

$$\text{VIII}')\quad A_1 e^{\alpha l_2} (\cos \alpha l_2 - \sin \alpha l_2) + A_2 e^{\alpha l_2} (\cos \alpha l_2 + \sin \alpha l_2) - \\ - A_3 e^{-\alpha l_2} (\cos \alpha l_2 + \sin \alpha l_2) + A_4 e^{-\alpha l_2} (\cos \alpha l_2 - \sin \alpha l_2) = \\ = - \frac{2 K_2 a}{\alpha}$$

$$\text{IX}')\quad \frac{E I \rho_0}{1 - \mu^2} \cdot 2 \alpha^2 (C_1 e^{-\alpha l_1} \sin \alpha l_1 + C_2 e^{-\alpha l_1} \cos \alpha l_1 - \\ - C_3 e^{\alpha l_1} \sin \alpha l_1 - C_4 e^{\alpha l_1} \cos \alpha l_1) - \\ - \frac{E a h_1^3}{12 (1 - \mu^2)} \cdot \left[- (3 + \mu) \frac{a^2 p}{16 B_1} + 2 (1 + \mu) K_1 \right] = \\ = \frac{E h_1^3}{12} \ln \frac{b}{a} \left(2 K_1 a - \frac{a^3 p}{16 B_1} \right)$$

$$\text{X}')\quad - \frac{E I \rho_0}{1 - \mu^2} \cdot 2 \alpha^2 (- A_1 e^{\alpha l_2} \sin \alpha l_2 + A_2 e^{\alpha l_2} \cos \alpha l_2 + \\ + A_3 e^{-\alpha l_2} \sin \alpha l_2 - A_4 e^{-\alpha l_2} \cos \alpha l_2) - \\ - \frac{E a h_2^3}{12 (1 - \mu^2)} 2 (1 + \mu) K_2 = \frac{E h_2^3}{12} \ln \frac{b}{a} \cdot 2 K_2 a$$

Z pierwszych czterech równań łatwo wyrazić $C_1 \ldots C_4$ przez $A_1 \ldots A_4$ wzorami:

$$(74)\dots\quad \begin{cases} C_1 = A_1 - \frac{1}{2}(P) + \frac{1}{2}[p]; & C_2 = A_2 + \frac{1}{2}(P) \\ C_3 = A_3 + \frac{1}{2}(P) + \frac{1}{2}[p]; & C_4 = A_4 + \frac{1}{2}(P) \end{cases}$$

Z równań IX' i X' znajdujemy:

$$(75)\dots\quad 2aK_1 = \frac{3 + \mu + (1-\mu^2)\, ln\,\frac{b}{a}}{1 + \mu + (1-\mu^2)\, ln\,\frac{b}{a}} \cdot \frac{a^3 p}{16 B_1} +$$

$$+ \frac{24\,\alpha^2 \rho_0 I}{h_1^3 \left[1 + \mu + (1-\mu^2)\, ln\,\frac{b}{a}\right]} \cdot (C_1 e^{-\alpha l_1} \sin \alpha l_1 +$$

$$C_2 e^{-\alpha l_1} \cos \alpha l_1 - C_3 e^{\alpha l_1} \sin \alpha l_1 - C_4 e^{\alpha l_1} \cos \alpha l_1)$$

$$(76)\ 2aK_2 = \frac{24\,\alpha^2 \rho_0 I}{h_2^3 \left[1 + \mu + (1-\mu^2)\, ln\,\frac{b}{a}\right]} \cdot (A_1 e^{\alpha l_2} \sin \alpha l_2 -$$

$$- A_2 e^{\alpha l_2} \cos \alpha l_2 - A_3 e^{-\alpha l_2} \sin \alpha l_2 + A_4 e^{-\alpha l_2} \cos \alpha l_2)$$

Po wstawieniu tych wyrażeń w rów. VII i VIII otrzymamy:

VII'' $k_1' e^{-\alpha l_1} C_1 + k_2' e^{-\alpha l_1} C_2 + k_3' e^{\alpha l_1} C_3 + k_4' e^{\alpha l_1} C_4 = k^*_{01}$

VIII'' $k_1'' e^{\alpha l_2} A_1 + k_2'' e^{\alpha l_2} A_2 + k_3'' e^{-\alpha l_2} A_3 + k_4'' e^{-\alpha l_2} A_4 = 0$

przy oznaczeniach skracających:

$k_1' = \cos \alpha l_1 + (1 - \vartheta_1^*) \sin \alpha l_1 \qquad k_1'' = \cos \alpha l_2 - (1 - \vartheta_2^*) \sin \alpha l_2$

$k_2' = (1 - \vartheta_1^*) \cos \alpha l_1 - \sin \alpha l_1 \qquad k_2'' = (1 - \vartheta_2^*) \cos \alpha l_2 + \sin \alpha l_2$

$k_3' = -\cos \alpha l_1 + (1 + \vartheta_1^*) \sin \alpha l_1 \qquad k_3'' = -\cos \alpha l_2 - (1 + \vartheta_2^*) \sin \alpha l_2$

$$k_4' = (1+\vartheta_1^*)\cos\alpha l_1 + \sin\alpha l_1 \qquad k_4'' = (1+\vartheta_2^*)\cos\alpha l_2 - \sin\alpha l_2$$

$$k_{01}^* = \frac{3}{2}\,\frac{a^3 p}{E\alpha h_1^3}\cdot\frac{1-\mu}{1+(1-\mu)\,ln\,\dfrac{b}{a}}$$

$$\vartheta_1^* h_1^3 = \vartheta_2^* h_2^3 = \frac{24\,I\,\alpha\,\rho_0}{1+\mu+(1-\mu^2)\,ln\,\dfrac{b}{a}}$$

Z uwzględnieniem (74) znajdujemy teraz z V′, VI′ VII″, VIII″ następujące 4 równania do wyznaczenia $A_1 \ldots A_4$:

$$(78)\quad \left\{\begin{array}{l} A_1 e^{-\alpha l_1}\cos\alpha l_1 - A_2 e^{-\alpha l_1}\sin\alpha l_1 + A_3 e^{\alpha l_1}\cos\alpha l_1 - \\ \qquad - A_4 e^{\alpha l_1}\sin\alpha l_1 = F \\ A_1 e^{-\alpha l_1} k_1' + A_2 e^{-\alpha l_1} k_2' + A_3 e^{\alpha l_1} k_3' + \\ \qquad + A_4 e^{\alpha l_1} k_4' = F' \\ A_1 e^{\alpha l_2}\cos\alpha l_2 + A_2 e^{\alpha l_2}\sin\alpha l_2 + A_3 e^{-\alpha l_2}\cos\alpha l_2 + \\ \qquad + A_4 e^{-\alpha l_2}\sin\alpha l_2 = 0 \\ A_1 e^{\alpha l_2} k_1'' + A_2 e^{\alpha l_2} k_2'' + A_3 e^{-\alpha l_2} k_3'' + A_4 e^{-\alpha l_2} k_4'' = 0 \end{array}\right.$$

Wielkości F i F' określają przytem równania:

$$F = \frac{1}{2}\{(P) - [p]\}\, e^{-\alpha l_1}\cos\alpha l_1 + \frac{1}{2}(P)\, e^{-\alpha l_1}\sin\alpha l_1 -$$

$$- \frac{1}{2}\{(P) + [p]\}\, e^{\alpha l_1}\cos\alpha l_1 + \frac{1}{2}(P)\, e^{\alpha l_1}\sin\alpha l_1 + [p]$$

$$F' = \frac{1}{2}\{(P) - [p]\}\, e^{-\alpha l_1} k_1' - \frac{1}{2}(P)\, e^{-\alpha l_1} k_2' -$$

$$- \frac{1}{2}\{(P) + [p]\}\, e^{\alpha l_1} k_3' - \frac{1}{2}(P)\, e^{\alpha l_1} k_4' + k_{01}^*$$

Ogólne rozwiązanie układu równań (78) nie ma widoków powodzenia praktycznego. Wykonamy je przeto tylko przy założeniu uproszczonem, że $l_2 \geqslant 2\lambda$, wobec czego można w rachunku przyjąć $l_2 \longrightarrow \infty$. Wtedy $A_1 = A_2 = 0$, a równania (78) sprowadzają się do dwu pierwszych, z których obliczamy (uwzględniając 74)

$$
(79) \quad \left|
\begin{aligned}
& C_3 = A_3 + \frac{1}{2}(P) + \frac{1}{2}[p] = \frac{1}{e^{2\alpha l_1}(1+\vartheta_1^*)} \cdot \\
& \cdot \Bigg[\frac{(P)-[p]}{2}(1+\sin 2\alpha l_1 + \vartheta^*_1 \cos 2\alpha l_1) + \\
& + \frac{(P)}{2}(1-\cos 2\alpha l_1 + \vartheta_1^* \sin 2\alpha l_1) + \\
& + e^{\alpha l_1}([p]\,k_4' + k_{01}^* \sin \alpha l_1) \Bigg] \\
& C_4 = A_4 + \frac{(P)}{2} = \frac{1}{e^{2\alpha l_1}(1+\vartheta_1^*)} \cdot \\
& \cdot \Bigg[\frac{(P)-[p]}{2}(1+\cos 2\alpha l_1 - \vartheta_1^* \sin 2\alpha l_1) - \\
& - \frac{(P)}{2}(1-\sin 2\alpha l_1 - \vartheta_1^* \cos 2\alpha l_1) + \\
& + e^{\alpha l_1}(k_{01}^* \cos \alpha l_1 - [p]\,k_3') \Bigg]
\end{aligned}
\right.
$$

XIII. Zależność nacisku pierścienia od jego grubości oraz odkształcalności lufy i pocisku.

Powyższe wyniki pozwalają już obliczyć wartość ugięcia skorupy pocisku pod pierścieniem $f' = (v)_{x=0}$. Określa ją widocznie stała A_3. Mamy więc:

$$(80)\ldots \quad f' = -\frac{(P)+[p]}{2} + \frac{1}{e^{2\alpha l_1}(1+\vartheta_1^*)} \cdot$$

$$\cdot \left[\frac{(P)-[p]}{2}(1+\sin 2\alpha l_1 + \vartheta_1^* \cos 2\alpha l_1) + \right.$$

$$+ \frac{(P)}{2}(1-\cos 2\alpha l_1 + \vartheta_1^* \sin 2\alpha l_1) +$$

$$\left. + e^{\alpha l_1}([p]\, k_4' + k_{01}^* \sin \alpha l_1) \right]$$

Ze względu na widoki ważnych zastosowań tego wzoru, zestawimy znaczenia wszystkich wchodzących weń wielkości, wprowadzając teraz odróżnienie wymiarów części pocisku od odpowiednich wymiarów lufy przez kreskowanie, np.:

a i b wewnętrzny i zewnętrzny promień lufy
a' i b' „ „ „ „ pocisku i t.d.

Stosownie do tego jest we wzorze (80)

$$\alpha' = \sqrt[4]{\frac{(1-\mu'^2)\, ln \dfrac{b'}{a'}}{4\rho_0' I'}};$$

$$\rho_0' = \frac{2}{3}\,\frac{b'^3 - a'^3}{b'^2 - a'^2} = r' + \frac{1}{12}\,\frac{g'^2}{r'}$$

$$g' = b' - a'; \quad r' = \frac{1}{2}(a'+b'); \quad I' = \frac{g'^3}{12} \cdot \frac{r'^2 - \frac{1}{12} g'^2}{r'^2 + \frac{1}{12} g'^2}$$

l_1' — odległością środka pierścienia od wewnętrznej powierzchni dna pocisku;

$$\vartheta_1'^* = \frac{24\, I'\, \alpha'\, \rho_0'}{h_1'^3 \left[1 + \mu' + (1 - \mu'^2)\, ln\, \frac{b'}{a'}\right]}$$

$$(P)' = \frac{\alpha'\, \rho_0'\, P'}{E'\, ln\, \frac{b'}{a'}} = \frac{\alpha'\, b'\, P_{b'}}{E'\, ln\, \frac{b'}{a'}}\,; \quad [p]' = \frac{b'\, p}{E'\, ln\, \frac{b'}{a'}}$$

Ponieważ P' oznacza nacisk pierścienia na skorupę pocisku odniesiony do jednostki obwodu o promieniu ρ_0', przeto nacisk odniesiony do jednostki obwodu o promieniu b', który oznaczymy przez $P_{b'}$ będzie określony równaniem

$$\rho_0'\, P' = b'\, P_{b'}$$

Podobnież napiszemy dla lufy, ze względu na to, że nacisk pierścienia działa bezpośrednio na obwód wewnętrzny o promieniu a:

(80, a) . . . $$\rho_0\, P = a\, P_a$$

Oznaczywszy przez g_0 t. zw. „zacisk", t. j. przewyżkę grubości pierścienia w stanie ściśniętym ponad pierwotny luz $a - b'$ między wewnętrzną powierzchnią lufy a zewnętrzną powierznią pocisku, napiszemy związek między naciskami $P_{b'}$, a P_a w tłumaczącej się jasno postaci:

(80, b) . . . $$P_{b'} = P_a \frac{a}{a - g_0}$$

Pozostają jeszcze oznaczenia:

$$k_1' = (1 + \vartheta_1'^*) \cos \alpha'\, l_1' + \sin \alpha'\, l_1'$$

$$k_{01}'^* = \frac{3}{2}\, \frac{a'^3\, p}{E'\, \alpha'\, h_1'^3} \cdot \frac{1 - \mu'}{1 + (1 - \mu')\, ln\, \frac{b'}{a'}}$$

Odpowiednią obliczonemu f' wartość f ugięcia lufy znajdziemy, (przy założeniu znacznej odległości pierścienia od obu końców lufy), dodając ugięcie określone w rozdz. IV wzorem (17') dla $x=0$, t. j. $\frac{P\alpha p_0}{2El n\frac{b}{a}}$ do ugięcia $\frac{pa}{2El n\frac{b}{a}}$ obliczonego według wz. (34) lub (35) rozdz. VIII dla $x\longrightarrow 0$. A zatem

$$(81)\ldots\qquad f=\frac{\alpha a P_a+ap}{2E\ln\frac{b}{a}}$$

Teraz dopiero można przystąpić do wyznaczenia teoretycznego (przy założeniach szczególnych odpowiadających stosowanym wzorom) wartości P_a, wzgl. $P_{b'}$ z danej wartości g_0 na podstawie oczywistego równania

$$(82)\ldots\qquad f-f'=g_0$$

Po wstawieniu wyrażeń dla f i f', wprowadzeniu nowych oznaczeń skracających i licznych przekształceniach znajdujemy:

$$(83)\ldots\qquad \boxed{P_a=P_{b'}\frac{a-g}{a}=\frac{2(c+g_0)E\ln\frac{b}{a}-ap}{\alpha a+\omega\frac{\alpha' a b'}{a-g_0}\cdot\frac{E\ln b/a}{E'\ln b'/a'}}}$$

Przyczem

$$(83,c)\ldots c = \frac{p\,b'\,e^{-\alpha' l_1'}}{E' \ln \frac{b'}{a'}} \Bigg[\cos \alpha' l_1' + \frac{\sin \alpha' l_1'}{1+\vartheta_1'^*} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{a'^3 \ln b'/a'}{b' \alpha' h_1'^3} \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \frac{1-\mu'}{1+(1-\mu') \ln \frac{b'}{a'}} \right) -$$

$$- \left(\cos 2\alpha' l_1' + \frac{1 - \cos 2\alpha' l_1' + \sin 2\alpha' l_1'}{1+\vartheta_1'^*} \right) \frac{e^{-\alpha' l_1'}}{2} \Bigg]$$

$$(83,\omega)\ldots \quad \omega = 1 - (\cos 2\alpha' l_1' + \sin 2\alpha' l_1')\, e^{-2\alpha' l_1'} -$$

$$- \frac{2(1 - \cos 2\alpha' l_1')\, e^{-2\alpha' l_1'}}{1+\vartheta_1'^*}$$

Ważność uzyskanego wzoru jest widocznie ograniczona warunkiem, ażeby obliczona zeń wartość P_a była $\geqslant 0$. Krańcowa wartość $P_a = 0$ odpowiada zaciskowi $g_0 = \overline{g}_0$ wynikającemu z równania

$$2(c + \overline{g}_0) E \ln \frac{b}{a} - a p = 0$$

Stąd

$$(84)\ldots \qquad \overline{g}_0 = \frac{a p}{2 E \ln \frac{b}{a}} - c$$

Działanie rozpychające pierścienia pojawia się wtedy, gdy jego zacisk g_0 jest większy od wartości $\overline{g}_0$ [12]). Na-

[12]) Skoro np. $a = 5$ cm, $b = 9$ cm, $p = 3000$ kg/cm^2, $E = 2{,}1 \cdot 10^6$ kg/cm^2, to $\overline{g}_0 < 0.07$ mm. Nic dziwnego zatem, że z reguły występuje działanie rozpychające pierścienia.

pisawszy więc

$$g_0 = \overline{g}_0 + \delta$$

otrzymamy nową postać wzoru (83):

$$(83^*) \ldots \qquad P_a = \frac{2\delta E \ln \frac{b}{a}}{\alpha a + \omega \frac{a' a b'}{a - \overline{g}_0 - \delta} \cdot \frac{E}{E'} \frac{\ln \frac{b}{a}}{\ln \frac{b'}{a'}}}$$

Jak widać P_a rośnie ze znacznem przybliżeniem proporcjonalnie do δ, a więc wzrasta silniej, aniżeli „caeteris paribus" zacisk.

Jak już zaznaczono, wzory (83) i (83*) stosują się w przypadkach, gdy pierścień pocisku znajduje się dość daleko od obu końców lufy. Przy zbliżaniu się pierścienia do wylotu lufy (nie zgrubionej na końcu) musi P_a zmniejszać się. Wynika to istotnie ze wzoru teoretycznego, który wyprowadzimy w ten sam sposób, co powyższy, podstawiając za f wartość obliczoną ze wzoru (48), t. j.

$$f_0 = \frac{2\alpha \rho_0 P}{E \ln \frac{b}{a}} + \frac{a p}{E \ln \frac{b}{a}}$$

Ta wartość bowiem odpowiada położeniu pierścienia u wylotu lufy. Mamy więc:

$$(85) \ldots \; P_a = P_{b'} \frac{a - g_0}{a} = \frac{1}{2} \cdot \frac{(c + g_0) E \ln \frac{b}{a} - a p}{\alpha a + \omega \frac{a' a b'}{a - g_0} \cdot \frac{E}{E'} \frac{\ln \frac{b}{a}}{\ln \frac{b'}{a'}}}$$

z wartościami c i ω według wz. (83c) i (83,ω).

Do ważności wzoru potrzeba (i wystarcza), ażeby g_0 było większe od

$$(86) \ldots \qquad g_0 = \frac{a\,p}{E \ln b/a} - c \text{ [13])}$$

Oznaczywszy znowu przez $\delta = g_0 - \bar{g}_0$ przewyżkę zacisku ponad jego dolną granicę g_0 (niezbędną do uszczelnienia), napiszemy wzór (85) w postaci

$$(85^*) \ldots \qquad P_a = \frac{1}{2} \cdot \frac{\delta \cdot E \ln \frac{b}{a}}{\alpha\, a + \omega \dfrac{\alpha'\, a\, b'}{a - g_0 - \delta} \cdot \dfrac{E}{E'} \cdot \dfrac{\ln \frac{b}{a}}{\ln \frac{b'}{a'}}}$$

Ze wzorów (83*) i (85*) wynika, że nacisk pierścienia P_a, odpowiadający danej wartości δ przewyżki zacisku pierścienia g_0 ponad jego wartość $\bar{g}_0$ niezbędną do uszczelnienia w środkowych częściach lufy (cylindrycznej), jest około 4 razy większy od nacisku tegoż pierścienia tuż przy wylocie.

Jeszcze większą wartość nacisku otrzymalibyśmy na początku lufy. Przy pomocy rozwiązania z roz. IX można by wyprowadzić odpowiedni wzór dla P_a, coprawda jeszcze bardziej złożony od poprzednich. Zaniechamy tego na razie, uzyskawszy już we wzorach (83) do (86) ważne wskazówki dla konstruktora dział i pocisków.

---

[13]) Przy danych liczbowych poprzedniego odsyłacza otrzymalibyśmy teraz g_0 około 2 razy większe od $\bar{g}_0$.

XIV. Kołowo - symetryczne drgania rury.

Drgania rury jako układu sprężystego mogą być różnorodne. Traktowana jako pręt sprężysty (o przekroju stałym) może rura wykonywać drgania podłużne, giętne i skrętne. Ujmują je teoretycznie znane równania różniczkowe, które wraz z rozwiązaniami szczegółowemi można znaleść w licznych książkach i pracach [14]).

Tutaj zajmiemy się tylko właściwemi rurze drganiami kołowo - symetrycznemi, jakie powstają np. w lufie działowej wskutek ruchu pocisku (niezależnie od drgań innego rodzaju). Drgania takie przejawiają się poprzecznem pofałdowaniem ściany rury. Ich równanie różniczkowe napiszemy łatwo, uzupełniajac równanie zgięcia (8) lub (9) podłużnych elementarnych skrawków rury, w myśl zasady *d'Alembert'a*, wyrazem odpowiadającym bezwładności elementu skrawka o długości dx. Taki element ma objętość $g\,r\,d\varphi \cdot dx$, a przy gęstości δ' ma masę

$$\delta' g\, r\, d\varphi\, d x$$

Przy uwzględnieniu samego tylko ruchu postępowego elementu z przyśpieszeniem $\frac{d^2 y}{d t^2}$ napiszemy wyrażenie dla siły *d'Alembert'a* w postaci

$$-\delta' g\, r\, d\varphi\, d x \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

Dzieląc je przez dx i przez $\rho_0\, d\varphi$ otrzymamy wyraz szukany

---

[14]) Ob. np. *M. T. Huber.* — Zagadnienie drgań w budowie maszyn. (Przegl. Techn. 1932).

S. Timoszenko, — Schwingungsprobleme der Technik (Berlin 1932).

$$-\frac{g\,r}{\rho_0}\cdot\delta'\cdot\frac{\partial^2 y}{\partial t^2},$$

który należy dołączyć po prawej stronie rów. (8) lub (9). Mając na oku przedewszystkiem drgania swobodne i pomijając całki zawierające η i σ_r, otrzymamy równanie różniczkowe tych drgań w postaci:

$$(85)\ \ldots\quad \frac{EI}{1-\mu^2}\frac{\partial^4 y}{\partial x^4}+\frac{\mu E g}{1-\mu^2}\left(1-\frac{r}{\rho_0}\right)\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}+ + \frac{E}{\rho_0}\ln\frac{b}{a}\cdot y+\frac{\delta'\cdot g\,r}{\rho_0}\cdot\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}=0$$

Wszelkie rozwiązania tego równania będą dostatecznie przybliżone pod warunkami następującemi:

1. Krzywizna skrawków elementarnych mierzona wartością $\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$ jest wszędzie dostatecznie mała wobec $\frac{1}{\rho_0}$.

2. Kąty wygięcia tychże skrawków określone wartością $\frac{\partial y}{\partial x}$ są bardzo małe wobec 1.

3. Grubość ściany rury jest niezbyt wielka w stosunku do promienia wewnętrznego $(g < 1{,}5\,a)$.

Warunki te tkwią już w wyprowadzonych poprzednio równaniach równowagi sprężystej rury; warunek 2 jest nadto zaostrzony zaniedbaniem ruchu obrotowego elementów rury podczas jej falistych drgań kołowo-symetrycznych.

Szczególnie prosty rodzaj drgania zachodzi w przypadku, gdy y jest niezależne od x. Wtedy punkty rury znajdujące się w chwili początkowej na walcach współosio-

wych, pozostają na nich nadal, a same walce doznają okresowej zmiany promienia, określonej oczywiście wielkością y. Ta wielkość spełnia równanie różniczkowe

$$(86)\ldots \qquad \frac{E}{\rho_0}\ln\frac{b}{a}\cdot y+\delta'\cdot\frac{g\,r}{\rho_0}\frac{d^2y}{dt^2}=0$$

którego rozwiązaniem jest jak wiadomo:

$$(87)\ldots \qquad y=y_0\sin\left(\frac{2\pi}{T}t+\varphi_0\right),$$

przyczem okres drgania

$$T=2\pi\sqrt{\frac{\delta' g\,r}{E\ln\frac{b}{a}}}=2\pi\sqrt{\frac{\delta'(b^2-a^2)}{E\,[\ln(b^2)-\ln(a^2)]}}$$

Nadto oznacza y_0 amplitudę drgania, a φ_0 kąt fazy, którego wielkość jest zależna od obioru chwili początkowej. Nasuwa się przeto przypuszczenie, że w przypadku ogólniejszym ważności równ. (85), będą skrawki podłużne rury wykonywać ruch falowy według równania

$$(88)\ldots \qquad y=y_0\sin 2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{2\lambda}\right),$$

jeżeli długość 2λ oznacza długość fali. Ta funkcja, jak łatwo się przekonać, może czynić istotnie zadość równaniu różniczkowemu (85), jeżeli między okresem T a długością fali 2λ zachodzi związek

$$(89)\ldots \qquad \frac{EI}{1-\mu^2}\left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^4-\frac{\mu Eg}{1-\mu^2}\left(1-\frac{r}{\rho_0}\right)\left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2+$$

$$+\frac{E}{\rho_0}\ln\frac{b}{a}-\frac{\delta' g\,r}{\rho_0}\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2=0$$

Lewa strona bowiem tego równania występuje jako spółczynnik wyrażenia $y_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{2\lambda}\right)$ po wstawieniu za y wartości z (88) w lewą stronę równ. (85).

Wyraziwszy ρ_0 przez g i r, można (89) napisać w postaci:

$$(89') \ldots \frac{E}{1-\mu^2}\frac{1}{\delta'}\left[\frac{g^2}{12}\left(1-\frac{g^2}{r^2}\right)\left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^4 - \frac{\mu}{12}\frac{g^2}{r^2}\left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{1-\mu^2}{g\,r}\ln\frac{b}{a}\right] = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2$$

Z równania tego widać, że *częstość drgania* maleje gdy *długość fali* rośnie, czyli okres T wzrasta z długością fali, osiągając wartość przedstawioną wzorem (87 *a*), gdy $\lambda \longrightarrow \infty$. Nawzajem, mniejszym wartościom λ odpowiadają większe częstości, czyli krótsze okresy T. Z powodu powyżej podanych warunków przybliżenia, nie wolno oczywiście stosować wzoru (89) do zbyt małych λ. Niepodobna narazie określić niższej granicy wartości λ, które z dostatecznem przybliżeniem spełniają równ. (89'), ale w każdym razie można przypuścić, że leży ona poniżej wartości λ_0, wynikającej z przyrównania do zera wyrażenia

$$\frac{g^2}{12}\left(1-\frac{1}{12}\frac{g^2}{r^2}\right)\left(\frac{\pi}{\lambda_0}\right)^4 - \frac{\mu}{12}\frac{g^2}{r^2}\left(\frac{\pi}{\lambda_0}\right)^2$$

znajdującego się między [ ]. Stąd

$$(90) \ldots \qquad \lambda_0 = \pi r\sqrt{\frac{1}{\mu}\left[1-\frac{1}{12}\left(\frac{g}{r}\right)^2\right]} =$$
$$= 5{,}44 \cdot r\sqrt{1-\frac{1}{12}\left(\frac{g}{r}\right)^2}\left(\text{dla } \mu = \frac{1}{3}\right)$$

Przy tej długości półfali jest okres T taki sam, jak przy $\lambda = \infty$, a więc określa go wz. (87*a*). Nie trudno dostrzec, że dla $\lambda_0 < \lambda < \infty$ wypada okres T nieco dłuższy od wyznaczonego wzorem (87 *a*). Najdłuższy otrzymujemy, jak łatwo sprawdzić, dla $\lambda = \lambda_0 \sqrt{2}$ z równania:

$$(91) \ldots \frac{E}{1-\mu^2} \cdot \frac{1}{\delta'} \left[\frac{1-\mu^2}{g\,r} \ln \frac{b}{a} - \frac{\mu^2 g^2}{48\, r^4 \left(1 - \frac{1}{12} \frac{g^2}{r^2}\right)} \right] = \left(\frac{2\pi}{T_{max}} \right)^2$$

A zatem

$$(91') \ldots T_{max} = 2\pi \sqrt{\frac{g\,r\,\delta'}{E\left[\ln \frac{b}{a} - \frac{\mu^2}{4(1-\mu^2)} \left(\frac{g}{r}\right)^3 \cdot \frac{1}{12 - g^2/r^2}\right]}}$$

Obliczmy np. wartość T_{max} przy następujących danych:

$$a = 5\,\text{cm}; \; b = 10\,\text{cm. a więc } g = 5, \; r = 7{,}5;$$

$$\delta' \text{(dla stali)} = \frac{7{,}85}{10^3 . 981} = 8{,}005 . 10^{-6}, \; E = 2{,}1 . 10^6\,\text{kg/cm}^2$$

$$\mu = 1/3; \text{ a zatem}$$

$$\ln b/a = 0{,}69315,$$

$$\frac{\mu^2}{4(1-\mu^2)} \left(\frac{g}{r}\right)^3 \frac{1}{12 - g^2/r^2} = 0{,}00080$$

Widać z tego, jak mało zmienia się T w przedziale długości półfali między λ_0 a ∞. W naszym przypadku

otrzymujemy:

$$T_{max} = 2\pi \sqrt{\frac{5 \cdot 7{,}5 \cdot 8{,}002 \cdot 10^{-6}}{2{,}1 \cdot 10^{6} (0{,}69315 - 0{,}00080)}} =$$

$$= 0{,}0000903 = \frac{1}{11080} \text{ sek}$$

podczas gdy z wzoru (87*a*) wypada

$$T = \frac{1}{11085} \text{ sek}$$

Dla rury tego samego kalibru o ścianie cieńszej staje się T jeszcze mniejszem. Dla większych kalibrów T wzrasta, ale np. dla luf najcięższych dział nie schodzi poniżej kilku dziesięciotysięcznych sekundy.

Wynik ten jest praktycznie nader ważny, gdyż dowodzi, że traktowanie „statyczne" zagadnienia odkształceń lufy podczas strzału daje wystarczającą dokładność obliczeń, zważywszy, że działanie gazów prochowych na lufę trwa setki razy dłużej od powyższego okresu drgania. Rzecz się ma tutaj podobnie jak z belką mostową, po której jedzie ciężar. Jeżeli, jak to najczęściej bywa, czas jazdy na rozpiętości belki jest długi w porównaniu do okresu jej własnych drgań giętnych, to ugięcia belki obliczone statycznie są bardzo zbliżone do rzeczywistych, co sprawdzono doświadczalnie już niejednokrotnie. Zaznaczyć wypada, że kwestję drgań luf działowych, wzbudzonych podczas strzału, omawia dość obszernie na podstawie prac francuskich (*F. Gossat* i *R. Liouville* w Mèm. de l'Artill. de la Marine z r. 1897) załącznik 4 „Wytrzymałości luf działowych" ppłk. *K. Jakowskiego* przytoczonej w rozdz. I niniejszej pracy.

XV. *Czyste drgania radjalne rury według teorji ścisłej.*

Pożądanego sprawdzenia wyników niniejszej pracy, opartych na teorji przybliżonej ze stanowiska matematycznej teorji sprężystości, należy się spodziewać przedewszystkiem od badań doświadczalnych. Nie prędko bowiem doczekamy się odpowiednich rozwiązań „ścisłych“ dla rur grubościennych, jakkolwiek dla rur cienkościennych posiadamy już bogaty zasób takich rozwiązań. Dla rury grubościennej poza rozwiązaniem *Lamé'go* znane mi jest tylko ścisłe rozwiązanie zadania drgań kołowo-symetrycznych w najprostszym przypadku, określonym powyżej w przybliżeniu równaniem różniczkowem (86). Można je znaleść między innemi w cennej rosyjskiej monografji *A. N. Kryłowa* której tytuł francuski brzmi: Sur quelques equations différentielles de la physique mathématique ayant des applications dans les questions techniques (1913, Bull. de l'Académie Navale Nicolas, II fasc.).

Odnośne równanie różniczkowe wyprowadza się najprościej tą samą drogą, co w zadaniu statycznem rury, lub wirującego krążka, rozpatrując siły działające na element o postaci przedstawionej na rys. 1c. W przypadku równowagi (przy odkształceniu kołowo-symetrycznem) bez sił masowych dochodzimy (ob. np. w Kursie Wytrz. str. 248) do równania

$$\left(\sigma_r + \rho \frac{\partial \sigma_r}{\partial \rho} - \sigma_t\right) d\rho \, d\varphi \cdot 1 = 0$$

W przypadku ruchu przybędą jeszcze dwa wyrazy po lewej stronie, a mianowicie zewnętrzna siła masowa (o kierunku promienia) określona wyrazem

$$\delta' F(\rho, t) \cdot \rho \, d\varphi \, d\rho \cdot 1$$

oraz siła *d'Alembert'a*:

$$-\delta' \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \cdot \rho \, d\varphi \, d\rho \cdot 1$$

Tutaj ma funkcja $F(\rho, t)$ znaczenie zewnętrznej siły masowej odniesionej do jednostki masy, a $\frac{\partial^2 y}{\partial t^3}$ określa widocznie przyśpieszenie ruchu po promieniu. A zatem równanie ruchu któregokolwiek elementu rury o objętości $\rho \cdot d\varphi \cdot d\rho \cdot 1$ ma postać

$$\left(\sigma_r + \rho \frac{\partial \sigma_r}{\partial \rho} - \sigma_t\right) d\rho \cdot d\varphi + F(\rho, t) \delta' \rho \, d\rho \, d\varphi -$$

$$- \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \delta' \cdot \rho \, d\rho \, d\varphi = 0$$

Po wstawieniu wartości σ_r i σ_t wyrażonych przez y i ρ wzorami

$$\sigma_r = \frac{E}{1-\mu^2}\left(\frac{\partial y}{\partial \rho} + \mu \frac{y}{\rho}\right); \quad \sigma_t = \frac{E}{1-\mu^2}\left(\frac{y}{\rho} + \mu \frac{\partial y}{\partial \rho}\right)$$

i skreśleniu czynnika $d\rho \cdot d\varphi$, mamy równanie:

$$\frac{E}{1-\mu^2}\left(\rho \frac{\partial^2 y}{\partial \rho^2} + \frac{\partial y}{\partial \rho} - \frac{y}{\rho}\right) + F(\rho, t) \delta' \rho - \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \delta' \rho = 0$$

Podzieliwszy przez ρ, możemy je napisać w postaci:

$$(92) \ldots \quad \delta' \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - \frac{E}{1-\mu^2}\left(\frac{\partial^2 y}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial y}{\partial \rho} - \frac{y}{\rho^2}\right) = \delta' \cdot F(\rho, t)$$

W przypadku drgań swobodnych jest oczywiście wyraz po prawej stronie równy zeru, a więc równanie drgań swobodnych ma postać:

$$(93) \ldots \quad \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - \frac{E}{(1-\mu^2)\,\delta'}\left(\frac{\partial^2 y}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial y}{\partial \rho} - \frac{y}{\rho^2}\right) = 0$$

Możemy teraz zbadać stosunek, jaki zachodzi między odtworzonem teraz równaniem ścisłem radjalnych drgań rury (można by je także nazywać drganiami oddechowemi), a podanem powyżej równaniem przybliżonem (86). Otóż w naszem równaniu przybliżonem oznacza y nie funkcję ρ jak w równaniu ścisłem, lecz przesunięcie warstwy ρ_0, którego wartość przyjęto niejako za średnią przesunięć wszystkich warstw. W ten sposób zastąpiono układ sprężysty o nieskończenie wielu stopniach swobody układem o jednym stopniu, podobnie jak w metodzie *Rayleigh'a* szukania głównego okresu drgań własnych prętów sprężystych.

W konsekwencji przyjęto zatem w rów. (93) $\frac{\partial^2 y}{\partial \rho^2} = 0$; $\frac{\partial y}{\partial \rho} = 0$ a $\frac{1}{\rho^2}$ zastąpiono wartością średnią, wynikającą z rozważań w roz. II, t.j. wartością $\frac{\ln b/a}{g\,r}$ albo $\frac{\ln(b^2) - \ln(a^2)}{b^2 - a^2}$.

Takie uproszczenie przybliżone równania ścisłego (93) dałoby coprawda równanie

$$\frac{d^2 y}{d t^2} + \frac{E}{1-\mu^2}\,\frac{\ln {}^b/_a}{g\,r\,\delta'}\,y = 0$$

różniące się od (86) obecnością mianownika $1-\mu^2$, atoli wobec stwierdzonego w rozdz. VII wysokiego stopnia przybliżenia równania statycznego dla $\frac{b}{a} < 2{,}5$ należy się spodziewać, że i równanie dynamiczne (86) nie zyskałoby na dokładności przez wprowadzenie $\frac{E}{1-\mu^2}$ zamiast E.

Wracając teraz do ścisłego równania (93) swobodnych drgań radjalnych rury, zaznaczymy, że rozwiązanie ogólne daje drganie złożone z nieskończenie wielu prostych drgań harmonicznych, których częstości określają równania przestępne między funkcjami Bessel'a niewiadomych. Równanie przybliżone (86) może tylko posłużyć do znalezienia częstości najmniejszej, czyli najdłuższego okresu, co zresztą dla naszego celu wystarcza.

DODATEK

Według rozwiązań przybliżonych w rozdz. IV i VII (wz. 17', 34 i 35) sporządzono rysunki 6, 7 i 8 przy danych następujących:

Kaliber rury $2a = 10$ cm

Grubość ściany $g = b - a = 4$ cm

Ciśnienie gazów $p = 3000$ kg/cm^2

Moduł sprężystości stali $E = 2{,}1.10^6$ kg/cm^2

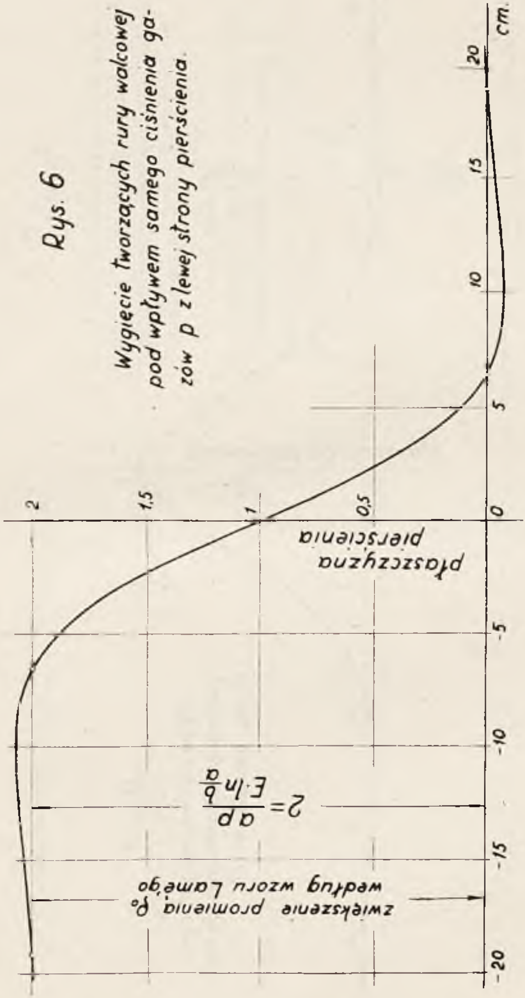
Odpowiednia długość głównej półfali odkształcenia

$$\lambda = 12{,}83 \text{ cm}$$

Inne dane umieszczono na rysunkach.

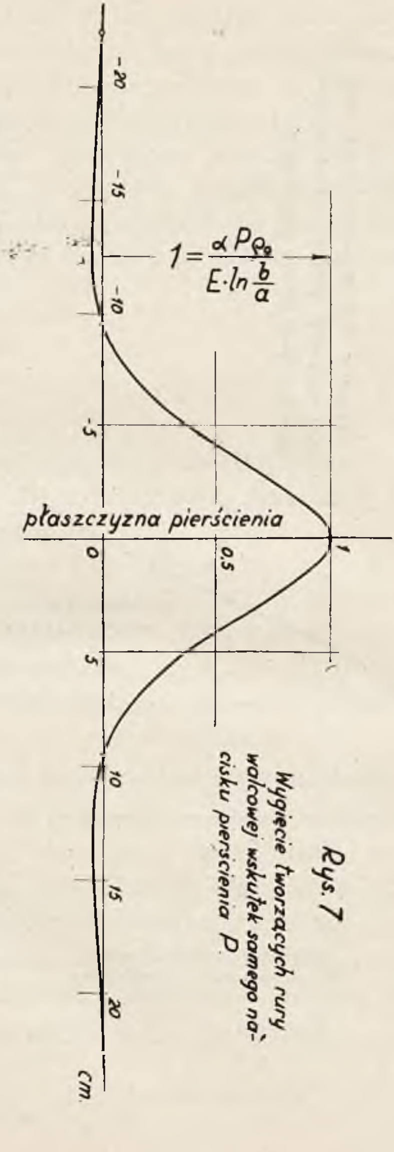
Rysunki te pokazują przebieg odkształcenia w okolicy przekroju dzielącego obie części rury: obciążoną i nieobciążoną, oraz zasięg wyraźnych odchyleń od odkształceń obliczonych wzorem Lamè'go.

Rozwiązania dokładniejsze według rozdz. III przyniosłyby tylko całkiem nieznaczne zmiany krzywych odkształcenia na powyższych rysunkach.



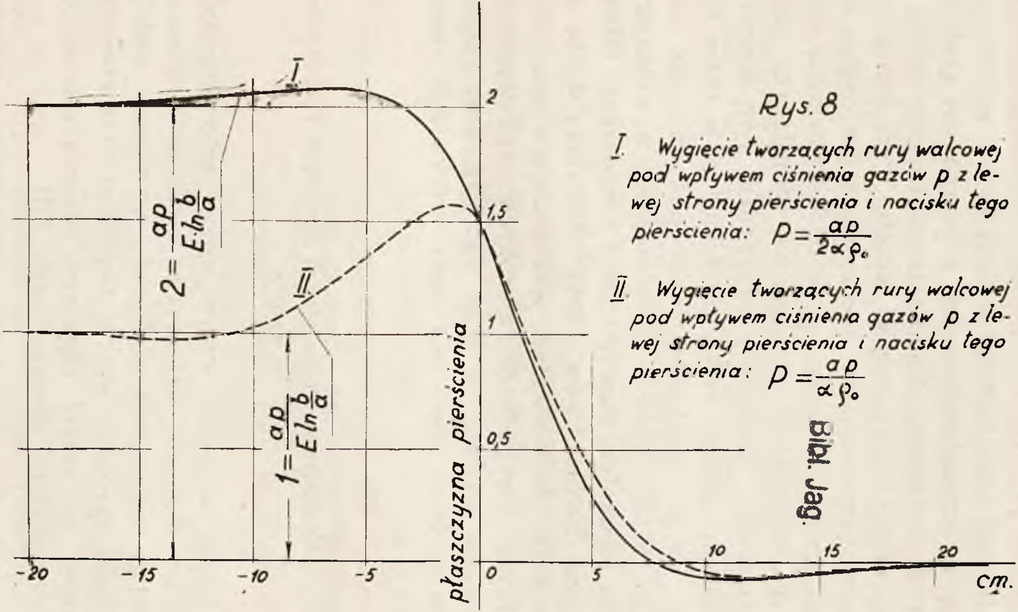
Rys. 6

Wygięcie tworzących rury walcowej pod wpływem samego ciśnienia gazów p z lewej strony pierścienia.



Rys. 7

Wygięcie tworzących rury walcowej wskutek samego nacisku pierścienia P.



Rys. 8

I. Wygięcie tworzących rury walcowej pod wpływem ciśnienia gazów p z lewej strony pierścienia i nacisku tego pierścienia: $P=\frac{ap}{2\alpha\rho_0}$

II. Wygięcie tworzących rury walcowej pod wpływem ciśnienia gazów p z lewej strony pierścienia i nacisku tego pierścienia: $P=\frac{ap}{\alpha\rho_0}$

Na zakończenie wypada zaznaczyć, że równania różniczkowe (9), (9a) i (15) mogą stanowić punkt wyjścia wielu jeszcze prac techniczno-naukowych, wyjaśniających kwestje wytrzymałościowe luf i innych rur grubościennych pod ciśnieniem. Pominięto tutaj nader ważną sprawę naprężeń termicznych w rurach. Przy kołowo-symetrycznem rozmieszczeniu temperatury nie trudno będzie tą samą drogą zbudować przybliżone równanie różniczkowe dla odkształceń sprężystych wywołanych tem rozmieszczeniem. Szczególny przypadek, gdy temperatura jest funkcją samego tylko promienia ρ w rurze bardzo długiej, da się traktować ściśle podobnie jak zadanie Lamé'go (M. T. Huber. — O natężeniach wywołanych nierównem ogrzaniem wewnętrznej i zewnętrznej ściany rury. Czas. Techn. Lwów 1906). Powyższą drogą można będzie dojść do rozważań wystarczająco przybliżonych w różnych przypadkach złożonych niedostępnych dla traktowania ścisłego, a więc np., gdy temperatura jest funkcją ρ i x, rura zaś jest krótka lub zamknięta dnem i t. p.

XVI. Objaśnienie stosowanych oznaczeń i streszczenie pracy.

Ażeby uzyskane wzory można było wygodnie stosować do obliczeń liczbowych, zestawiono poniżej najważniejsze oznaczenia wielkości i wyrażeń z nich złożonych (jako skrótów) wraz ze zwięzłemi objaśnieniami; zaznaczając, że resztę oznaczeń odnoszących się do odkształceń pocisku zawiera rozdz. XIII.

a i b — promienie *wewnętrznej i zewnętrznej* walcowej powierzchni rury lub lufy.

a' i b' — takież promienie walcowej skorupy pocisku.

c — wyrażenie cechujące odkształcalność rury z dnami, określone wzorem (83c), o wymiarze długości.

e — podstawa logarytmów naturalnych.

f i f' — ugięcie ściany lufy i ściany pocisku w przekroju płaszczyzny pierścienia.

$g = b - a$ — grubość ściany lufy (rury)

$g' = b' - a'$ — grubość walcowej części skorupy pocisku.

h — grubość dna zamykającego rurę,

h_1, h_2 albo h_1', h_2' — grubości den zamykających skorupę pocisku.

k_0 — parametr odkształcenia rury o wymiarze długości w rozdz. IX określony drugim ze wzorów (53').

k_0^* — analogiczny parametr wyrażony w rozdz. XI wzorem (69).

k_{01}^* albo $k_{01}'^*$ — analogiczny parametr dla tylnej części rury pocisku określony w rozdz. XII ostatnim ze wzorów (77).

l — długość części lufy w rozdz, VIII od pierścienia pocisku do wylotu, w rozdz. IX od tegoż pierścienia do ściany zamykającej lufę.

l_1 — długość walcowej tylnej części pocisku od wewnętrznej 'powierzchni dna do płaszczyzny pierścienia.

l_2 — analogiczna długość przedniej części pocisku.

ln — logarytm naturalny.

p — ciśnienie względne gazów wewnątrz lufy (w kg/cm²).

p_a i p_b — ciśnienie wewnętrzne i zewnętrzne rury (w kg/cm²).

$d\,q$ — obciążenie jednostki długości podłużnego skrawka elementarnego rury, odpowiadającego kątowi środkowemu $d\,\varphi$ (w kg/cm).

$q' = \frac{d\,q}{d\,s}$ — powyższe obciążenie odniesione do jednostki szerokości mierzonej na okręgu o promieniu ρ_0 (w kg/cm²)

$r = \frac{a+b}{2}$ — średni promień przekroju rury.

$r' = \frac{a'+b'}{2}$ — sredni promień przekroju walcowej skorupy pocisku.

w — rzędna wygięcia płyty okrągłej zamykającej rurę, mierzona dodatnio na zewnątrz od płaszczyzny środkowej płyty przed odkształceniem.

w_1 i w_2 — analogiczne rzędne tylnej i przedniej płyty tworzącej dno pocisku.

y — przemieszczenia punktów rury leżących pierwotnie na powierzchni walca o promieniu ρ_0.

z — odległości punktów płyty od jej warstwy obojętnej zginania, liczone dodatnio na zewnątrz.

$B = \frac{E\,I}{1-\mu^2}$ — sztywność zginania podłużnych skrawków elementarnych rury odniesiona do jednostki szerokości.

$B_1 = \frac{E}{1-\mu^2}\frac{h^3}{12}$ — sztywność zginania płyty o grubości h odniesiona do jednostki szerokości przekroju.

$A_1, A_2, \ldots C_1, C_2 \ldots H_1, H_2 \ldots$ — stałe całkowania, lub parametry równań odkształcenia rury.

E — moduł Young'a.

$I = \frac{g^3}{12} \cdot \frac{r^2 - g^2/_{12}}{r^2 + g^2/_{12}}$ — moment bezwładności przekroju poprzecznego skrawka elementarnego rury względem osi obojętnej zginania tego skrawka, odniesiony do jednostki jego szerokości (mierzonej w tej osi).

$I_1 = \frac{h^3}{12}$ — moment bezwładności przekroju płyty o szerokości 1.

K — parametr w równaniu wygięcia płyty okrągłej, określający stopień utwierdzenia sprężystego jej brzegu.

M — moment zginający skrawka elementarnego rury odniesiony do jednostki jego szerokości (w kgcm/cm).

P — nacisk pierścienia pociskowego odniesiony do jednostki obwodu warstwy ściany lufy o promieniu ρ_0.

P_a — (w kg/cm) nacisk pierścienia pociskowego na ścianę lufy odniesiony do jednostki długości okręgu przylegania pierścienia.

Q — siła poprzeczna w skrawku.

T — okres drgania rury.

$$\alpha = \sqrt[4]{\frac{(1-\mu^2)\ln b/a}{4\rho_0 l}} = \frac{1}{g}\sqrt[4]{\frac{3(1-\mu^2)\ln b/a}{\frac{r}{g}-\frac{1}{12}\frac{g}{r}}}$$

— najważniejszy parametr odkształcenia rury.

β — parametr liczbowy wprowadzony w roz. X i określony wzorem (58).

δ' — gęstość materjału rury jako iloraz z ciężaru właściwego w kg/cm³ i przyśpieszenia ciężkości w cm/sek².

ε_t — jednostkowe wydłużenie sprężyste w punktach okręgu o promieniu dowolnym ρ, wzięte w kierunku stycznym do tego okręgu (wydłużenie obwodowe).

$\vartheta = \frac{24\, l\, a\, \alpha}{(1+\mu)\, h^3}$ — parametr odkształcenia rury z dnem.

ϑ^* — dokładniejsza wartość parametru ϑ określona wzorem (68).

$$\lambda = \frac{\pi}{\alpha} = \pi\sqrt[4]{\frac{4\rho_0 l}{(1-\mu^2)\ln\frac{b}{a}}} = \pi g\sqrt[4]{\frac{r/g - \frac{1}{12} g/r}{3(1-\mu^2)\ln\frac{b}{a}}}$$

— długość półfali zgięcia skrawków podłużnych rury.

μ — liczba Poisson'a.

$\rho_0 = \frac{2}{3}\frac{b^3 - a^3}{b^2 - a^2}$ albo $\rho_0 = r + \frac{1}{12}\frac{g^2}{r}$ — promień okręgu określającego warstwę obojętną zginania skrawków podłużnych rury.

ρ — promień dowolnego punktu przekroju rury, albo punktu warstwy środkowej okrągłej płyty zamykającej.

$\bar{\rho}$ — promień warstwy ściany rury, w której określamy naprężenie styczne τ.

σ_l, σ_r, σ_t — naprężenia normalne w ścianie rury o kierunkach *równoległych* do osi rury, *radjalnych* i *obwodowych*.

σ_ρ, σ_π — naprężenia normalne w płycie o kierunkach radjalnych (ρ) i obwodowych (π).

τ — naprężenia styczne w dowolnym punkcie ściany rury, określone w zagadnieniu ogólnem równaniem (13), lub (13').

$d\varphi$ — kąt między płaszczyznami osiowemi wydzielającemi elementarny podłużny skrawek rury.

ω — spółczynnik liczbowy odkształcenia rury z dnami, określony wzorem (83) w roz. XIII.

Streszczenie.

W pracy niniejszej wyprowadzono równanie różniczkowe (9), które określa z wielkiem przybliżeniem („trzeciem“) odkształcenia sprężyste walcowej rury *grubościennej* przy dowolnem obciążeniu kołowo-symetrycznem. Dla zastosowań przy badaniu wytrzymałościowem rur pod ciśnieniem i luf działowych uproszczono to równanie do postaci (9a) i (15) odpowiadającej *drugiemu przybliżeniu* i rozwiązano kilka najprostszych ważnych przypadków szczegółowych. (*Pierwsze przybliżenie*, wystarczające tylko przy bardzo małej grubości ściany rury w po-

równaniu do jej promienia, prowadzi do postaci równania różniczkowego, stosowanej już w pracach wielu autorów, ale nienadającej się do luf działowych). W dalszych częściach pracy (XII i XIII) uchwycono teoretycznie zależność działania rozpychającego pocisku na lufę od t. zw. „zacisku" pierścienia pociskowego oraz odkształcalności lufy i skorupy pocisku. Nakoniec (XIV i XV) zbadano kołowo-symetryczne drgania rury, uzasadniając przez to wystarczającą dokładność teorji statycznej odkształceń luf działowych podczas strzału.

531.567.623.411.

Kpt. WIELICZKO-WIELICKI MICHAŁ.

O ROZRZUCIE BRONI NIEGWINTOWANEJ.

„Człowiek strzelał, a Pan Bóg kule nosił...“

Niemal u progu swego istnienia artylerja zdobyła tak duże sukcesy techniczne, iż zdawać się mogło, że dalszy jej rozwój nie napotka już na żadne poważne trudności. Dysponując potężnym sprzętem, artylerja XVI w. zdołała osiągnąć nieprawdopodobne, zdawałoby się, wyniki, miotając swe ciężkie niekiedy pociski na odległość około 5000 m. Okazało się jednak niebawem, że osiągnięte sukcesy miały wartość raczej teoretyczną niż praktyczną, rozrzut bowiem pocisków kulistych ówczesnej artylerji był tak wielki, iż strzelanie na większe donośności nie dawało żadnego skutecznego wyniku. Zakwestjonowano więc dotychczasowe zdobycze techniczne i rozpoczęto pracę nieomal od podstaw, skracając przesadnie wydłużone lufy, zmniejszając zbyt silne ładunki i wreszcie usuwając nieprzydatne, bo o zbyt wielkiej rozpiętości granic, mechanizmy podniesień, które z powodu wyżej opisanego skutku na nic się przydać nie mogły. Ten proces trwał aż do chwili, gdy się zjawiły pierwsze typy sprzętu gwintowanego, który nie mogąc konkurować z artylerją dotychczasową w działaniu ogniowem na małych odległościach — sięgnął odrazu po rekordowo wielkie donośności, zapewniając równocześnie niezwykłą precyzję strzału.

Po tym wstępie, przedstawię dane dotyczące celności dział niegwintowanych, które to dane zaczerpnąłem bezpośrednio ze źródeł ówczesnych, interpretując je tylko w sposób dla nas bardziej zrozumiały. Choć istnienie samego prawa rozrzutu zauważono już bardzo wcześnie, to jednak prace nad dokładnem poznaniem skuteczności broni podjęto stosunkowo niedawno, wyrażając pojęcie o celności broni stosunkiem procentowym strzałów trafnych. Pierwsze, jak się zdaje, próby w tym kierunku przeprowadzili Hutton (1783 — 91) i Scharnhorst (1804 — 14) *). Scharnhorst szacował celność dział polowych strzelających do tarczy 2 × 2 m w sposób następujący:

przy φ — 1^0	(donośność około	700 m)	strzałów trafnych	50 — 70%
„ φ — 2^0	(„ „	1000 m)	„ „	20 — 30%
„ φ — 3^0	(„ „	1200 m)	„ „	10 — 20%

Strzelanie na odległość 1500 m do tej samej tarczy, według Scharnhorsta, nie dawało już wcale strzałów trafnych, a według doświadczeń Huttona — należałoby przyjąć, że na donośności tej długość pola rozrzutu pocisków wynosiła około 500 m (?). Na podstawie uzyskanych przez współczesnych doświadczeń, określić można w przybliżeniu wielkość uchyleń prawdopodobnych na przeciętnych odległościach bojowych, które musiały wynosić: $U_g =$ $= 5\text{-}20$ m; $U_s = 2 — 10$ m. W r. 1815 w czasie ćwiczeń naszej artylerji stwierdzono (Jabłonowski), że celność ognia

*) Jeszcze wcześniej Robins (1756), inicjator dział gwintowanych. Później (1816) interesował się zagadnieniem rozrzutu kpt. art. bawarskiej Richenbach.

Z prac nowszych na temat pow. znane są prace płk. A. Gronard'a (Revue d'Art. 1925), autora książki p. t. De la Résistance de l'air an mouvement des projectiles (1928) napisanej wg. poprzednich prac tegoż autora w Journal des Sciences militaires (1874) oraz Cytowicza: Kratkij oczerk ewol. art. (1930).

poszczególnych bateryj nie przekraczała 25% (donośność 1000 m). Wogóle uważano wówczas celność za bardzo dobrą, gdy do tarczy 5,5 × 5,5 m. trafiało 76% z odległości 600 m (podobnie jak u Scharnhorsta). Dziś, w warunkach analogicznych, trafia 90 — 95%. Rozrzut, jakiemu ulegały pociski broni ręcznej był tak wielki, że na tarczy ustawionej w odległości około 200 m. średnica koła zawierającego 50% strzałów trafnych wynosiła aż 3,2 m (Uw = 1,6 m). Doświadczenia rosyjskiego komitetu dla studjów artyleryjskich (Gogel — Fictum — Hebgard) przeprowadzone w r. 1813 — 14 wykazały, że przy strzelaniu z armat 6-funt. do tarczy odpowiadającej przeciętnej wysokości człowieka, można uzyskać:

na odległości	700 m—50%	strzałów	trafnych	(Uw=0,9 m)
" "	1200 m—17—25%	"	"	(Uw=2,7 — 1,8 m)

Przy stosowaniu ognia czołgającego (odbitkowego) uzyskiwano na odległościach 800, 1400 i 2000 m od 20 do 14% strzałów trafnych. W związku z powyższem donośności bojowe arm. 6-funt. nie przekraczały 1600 m, dla osiągnięcia większych donośności (do 2000 m) używano z reguły armat 12-funt., które w warunkach sprzyjających przy donośności 1500 m dać mogły do 33% strzałów trafnych (Uw = 1,3 m). Te same doświadczenia zdołały wykazać, że pociski dział (w wypadku konkretnym arm. 6-funt.) ulegają niezwykle silnym zboczeniom, a więc:

na odległości	500 m — 50%	strzałów	zbacza o	1,8 m	(Us = 1 m)
" "	1000 m — 50%	"	" "	12 m	(Us = 2,5 m)
" "	1500 m — 50%	"	" "	20 m	(Us = 8,5 m) *).

*) Por. zboczenia pierwszych odtylcowych dział gwintowanych Whitwortha (Przegl. Art. 1930 — marzec).

Załączone rysunki przedstawiają wyniki tych ciekawych, jak na owe czasy doświadczeń. Ponieważ do rysunków tych nie dołączono żadnych liczbowych danych, uchylenia przeciętne [$x(y) = \frac{\Sigma x\ (y)}{n}$; $U_p = \frac{\Sigma a_n\ (b_n)}{n}$ gdzie a_n (b_n) — spółczynniki poszczególnych punktów trafienia] i prawdopodobne (U przec. × 0,85) zostały w przybliżeniu obliczone. W ten sposób otrzymaliśmy:

Rys. 1. Don. 500 m.

($\varphi=1^0 30'$) ar. 6 f. (90 mm) — $U_g = 4$ m; $U_s = 1$ m (kula)
($\varphi=1^0 15'$) ar. 12 f. (120 mm) — $U_g = 3$ m; $U_s = 1$ m (kula)
($\varphi=2^0$) gr. 10 f. (123 mm) — $U_g = 16$ m; $U_s = 2$ m (granat)
[($\varphi=0^0 30'$) ar. 75 mm wz. 97 — $U_g = 23{,}7$ m; $U_s = 0{,}2$ m (gr. wz. 1900)]

Rys. 2. Don. 700 m.

($\varphi=2^0$) ar. 6 f. (90 mm) — $U_g = 7$ m; $U_s = 1$ m (kula)
[($\varphi=0^0 44'$) ar. 75 mm wz. 97 — $U_g = 22{,}5$ m; $U_s = 0{,}2$ m (gr. wz. 1900)]

Rys. 3. Don. 750 m.

($\varphi=2^0 30'$) ar. 6 f. (90 mm) — $U_g = 7$ m; $U_s = 2$ m (?) (kula)
($\varphi=3^0$) gr. 10 f. (123 mm) — $U_g = 18$m;(?) $U_s = 5$ m (granat)
[($\varphi=0^0 48'$) ar. 75 mm wz. 97 — $U_g = 22{,}5$ m; $U_s = 0{,}2$ m (gr. wz. 1900)]

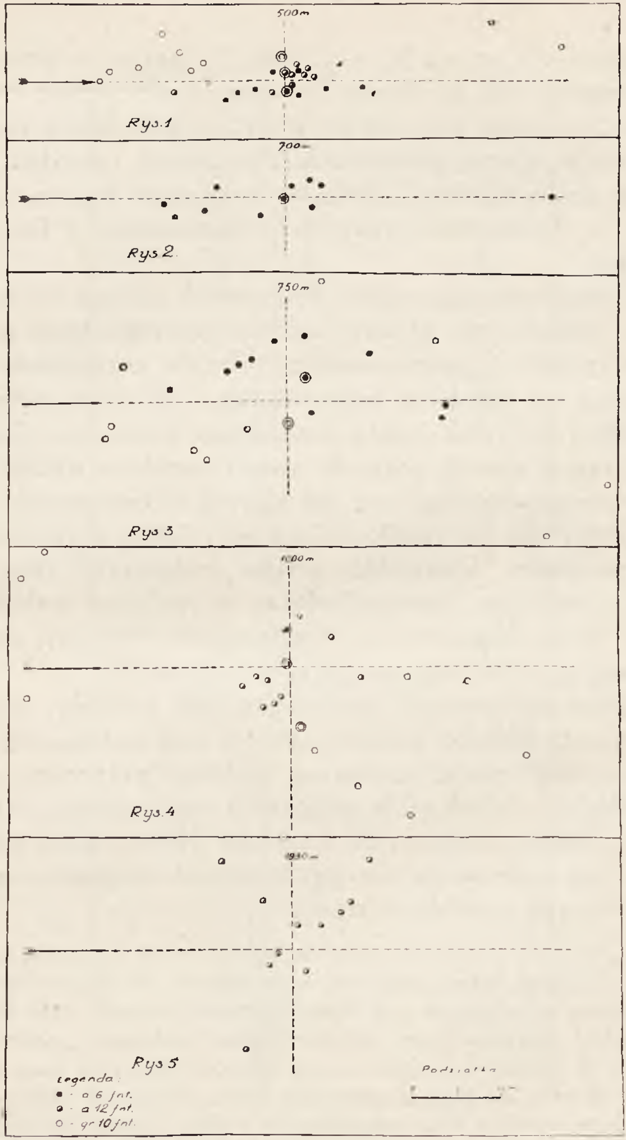
Rys. 4. Don. 1000 m.

($\varphi=3^0$) ar. 12 f. (120 mm) — $U_g = 5$ m; $U_s = 4$ m (kula)
($\varphi=5^0$) gr. 10 f. (123 mm) — $U_g = 16$ m; $U_s = 8$ m (granat)
[($\varphi=1^0 8'$) ar. 75 mm wz. 97 — $U_g - 21$ m; $U_s = 0{,}3$ m (gr. wz. 1900)]

Rys. 5. Don. 1930 m.

($\varphi=8^0$) ar. 12 f. (120 mm) — $U_g = 7$m;(?) $U_s = 5$ m (?) (kula)
[($\varphi=2^0 40'$) ar. 75 mm wz. 97 — $U_g = 16{,}2$ m; $U_s = 0{,}5$ m (gr. wz. 1900)]

Na tej donośności 1000 m prawdopodobieństwa trafienia do płaskiego celu o powierzchni 1 m^2 będzie: dla gr. 10 ft — 0,03, dla ar. 6 ft. — 0,20, dla ar. 12 ft. — 0,50 i dla ar. 75 mm — 0,97, a więc dla trafienia doń tylko jednym pociskiem musianoby zużyć amunicji: gr. 10 ft — 33,

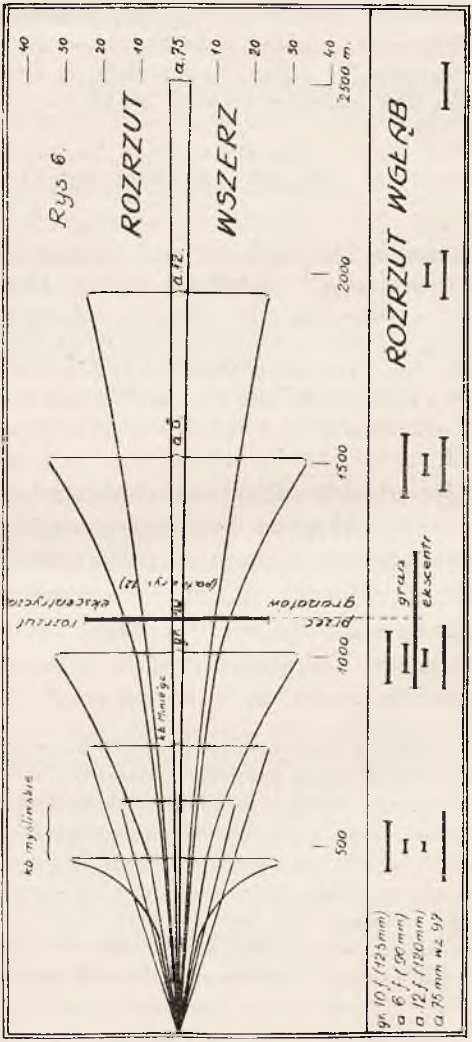

500m
Rys.1
700m
Rys 2.
750m
Rys 3
1000m
Rys.4
Rys 5
Legenda:
• - a 6 fnt.
• - a 12 fnt.
○ - gr 10 fnt.

ar. 6 ft. — 5, ar. 12 ft. — 2 i ar. 75 mm — 1, przyjmując, rzecz prosta, że średni tor przechodzi przez środek celu. Specjalnie daje się zauważyć w zestawieniu powyższem mała celność granatników. Napoleon I. twierdził (Mémoires de Montholon I, 269), że skuteczność bojowa jednej ar. 6 ft. dwukrotnie przewyższa skuteczność 7 fnt. granatnika.

Zestawienie wszystkich powyższych danych na poglądowej tablicy (rys. 6) daje kompletne wyobrażenie możliwości sprzętu niegwintowanego i ułatwia porównanie jego działania ze sprzętem nowoczesnym. Widzimy więc, że wszystkie ówczesne działa, zachowując przez czas dłuższy dość wąskie granice rozrzutu swych pocisków wgłąb i zaszczytnie wyróżniając się (na małych donośnościach) pod tym względem od współczesnego nam działa o płaskim torze pocisków, niezwykle szybko zwiększają zboczenie swych pocisków, uniemożliwiając w praktyce wykonanie ognia skutecznego już na odległościach, które my dziś uważamy za odległości conajwyżej średnie.

Skorośmy poznali rzeczywiste, jak widzimy, bardzo skromne możliwości ogniowe sprzętu niegwintowanego, będziemy mogli skolei spróbować wyjaśnić przyczyny, jakie się składały na tak nikłe osiągnięcia tego sprzętu. Już Belidor, sławny artylerzysta francuski (1731) utyskiwał na nieznośne zachowanie się wystrzelonych pocisków, szukając przyczyn zjawiska rozrzutu.

„Należy zaznaczyć — powiada Belidor — że lot pocisków wystrzelonych pod kątem podniesienia mniejszym od 45^0 jest bardziej prawidłowy od oddanych pod kątami bardziej stromemi, a to dlatego, że pociski biegnące torem płaskim krócej podlegają oporowi powietrza. W innych warunkach pocisk bardziej zbacza na lewo lub na prawo od celu, do którego pragniemy trafić. Przyczyną nieprawidłowości lotu pocisków jest rozmaitość ich średnic, różnice ich ciężarów, a u granatów i bomb — rozmaita grubość części ich ścian, dalej —


Rys 6.
ROZRZUT
WSZERZ
ROZRZUT WGŁĄB
a.75
a.12
a.6
500
1000
1500
2000
2500 m.
40
30
20
10
10
20
30
40
gr. 10 f (125 mm)
a 6 f (90 mm)
a 12 f (120 mm)
a 75 mm wz 97
granat
ekscentr

osiadanie platformy, ruchomość spon łoża i klina, różnice każdorazowego wycelowania, nierówność terenu (nachylenie czopów), różnice zachodzące przy zapalaniu ładunku, a wreszcie niejednolitość jego ciężaru i gatunku. Te przyczyny powodują, że trzeba wystrzelić niebywale wielką ilość pocisków, by który z nich trafił w trafione już poprzednio miejsce."

Wypowiadając się na ten sam temat Jakubowki (1781) pisze:

„Zastanówmy się cokolwiek nad temi różnemi okolicznościami, wpływającemi nieuchronnie w większe lub mniejsze skutki prochu; — łatwo zrozumieć można, dlaczego chociaż jednakowym nabojem i z jednej armaty, jednakowo wycelowanej, przecież tak różne bywają doniosłości, albowiem, jako niepodobna jest te wszystkie okoliczności zrobić za każdym razem doskonale równemi, tak też dziwić się niema przyczyny tej odmienności w skutkach, których codziennie doświadczamy."

Poza więc utyskiwaniami na niedokładność ówczesnej broni — nie spotykamy u żadnego ze współczesnych autorów prób wyjaśnienia samego zjawiska. Ani Belidor, ani Gogel, ani też nasz Jakubowski nic nie wspominają o wpływie otaczającej pocisk atmosfery na jego, jak widzieliśmy, ogromne zboczenia. Jakubowski, poza kilkoma słusznemi uwagami, powiada nawet, że

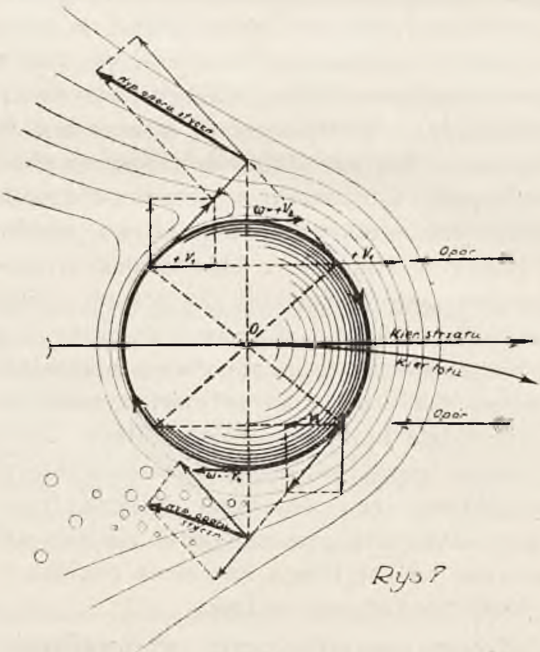
„.... odpór powietrza musi bardzo znacznie umniejszać udzielonej od naboju początkowej szybkości kulom armatnym, ale z kierunku zwrócić ich nie można, chyba gdyby kula nie była doskonale okrągła. Bo odpór powietrza czyni się przeciwko powierzchniom ciał, przeto we wszystkich ciałach, w których płaszczyzna pionowa przez środek ciężkości przeprowadzona dzieli ich powierzchnię na dwie równe części, doskonale sobie podobne, obie połowy doznawać będą równego, a wbrew przeciwnego jedno drugiemu ciśnienia od powietrza, a zatem jedno drugie znosząc, ciało trwać musi w kierunku początkowym."

Teoretycznie tylko wywody Jakubowskiego mogą się wydawać słusznemi, a to dlatego, że nie sposób było unik-

nąć obrotowego ruchu pocisków dookoła przygodnej osi, jak to zaraz zobaczymy. Otóż wskutek niejednolitości materjału lub też wskutek istniejących nieuchronnie t. zw. „przestworów" między powierzchnią pocisku kulistego a powierzchnią przewodu lufy, w czasie biegu pocisku w przewodzie następował szereg uderzeń i tarć, które powodowały obrót pocisku dookoła dowolnej osi. W ten sposób ruch obrotowy pocisku był nieobliczalny, tak pod względem swego kierunku, jak też szybkości. Poszczególne punkty powierzchni pocisku kulistego, jednakowo oddalone od jego środka geometrycznego, musiały w ten sposób posiadać szybkości kątowe różnoznaczne, gdyż jedne z nich pokrywały się z kierunkiem ruchu postępowego pocisku, inne zaś działać musiały w kierunku przeciwnym. Wzrastający wraz z szybkością opór powietrza działał na pocisk kulisty w ten sposób, że powodował zboczenie pocisku w kierunku punktów jego powierzchni, mających najmniejszą szybkość bezwzględną. Doświadczenia, przeprowadzone przez prof. Magnusa w Berlinie (1852) dowiodły, że zboczenie pocisków kulistych następowało w kierunku obrotu ich przedniej półkuli (por. statki retorowe). Ruch pocisku bowiem tworzył prądy powietrzne, z których jeden, powstały na skutek postępowego ruchu kuli czy granatu, drugi zaś wirujący dookoła pocisku i złożony z porwanych przez pocisk cząstek powietrza, z jednej strony zderzając się z sobą, ze strony zaś przeciwnej spływając, tworzyły próżnię i co za tem idzie brak równowagi ciśnień. Tak powstała różnica ciśnień powodowała właśnie zboczenie pocisku w kierunku obrotu jego przedniej półkuli (rys. 7), i redukcję jego szybkości, sam zaś obrót pocisku uzależniony był całkowicie od ostatniego zderzenia pocisku z przewodem w chwili opuszczenia wylotu.

W okresie poprzedzającym wprowadzenie sprzętu

gwintowanego, który, jak wiadomo, nie wielu miał narazie zwolenników, podjęli przeciwnicy działa gwintowanego próby nad wyrównaniem istotnych braków dotychczasowej artylerji w porównaniu z nową konkurentką, która, obok pewnych zrozumiałych niedociągnięć konstrukcyjnych, w sposób zupełnie oczywisty przewyższała sprzęt archaiczny większą precyzją i potęgą strzału, zwłaszcza na odległościach, na które działa niegwintowane wogóle strzelać skutecznie już nie podołały. Próby te szły w kierunku zwiększenia dokładności strzału działa niegwintowanego przez usunięcie dotychczasowej przypadkowości zjawiska rozrzutu wogóle, w szczególności zaś — ogromnych zboczeń pocisków na drodze ujednostajnienia kierunku ich ruchu

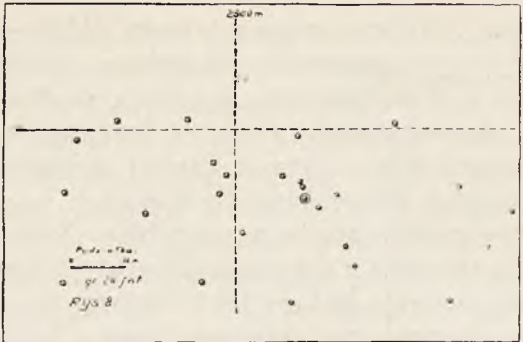


Rys 7

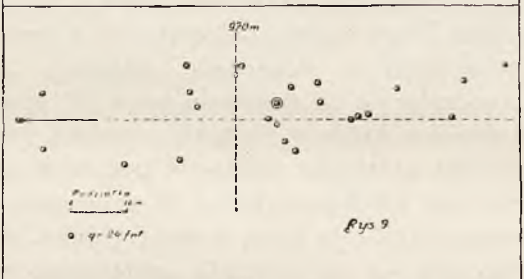
obrotowego. Artylerja pruska i saska (1789 — Luther, 1830 — Bormann) rozwiązały ten ciekawy problem, budując pociski o mimośrodowem położeniu środka ciężkości (granaty ekscentryczne), artylerja belgijska w r. 1867 (Tersen, przed nim — Szwed Cardel) dokonała szeregu prób z lufami o mimośrodowych komorach ładunkowych, a jeszcze wcześniej artylerja sardyńska (Saint - Robert w r. 1857), zrywając z dotychczasową rutyną konstrukcyjną — zainicjonowała budowę luf o eliptycznym przekroju przewodu, strzelając pociskami płaskiemi o kształtach dysku. W r. 1869 Francuz Paul dokonał prób z pociskami kulistemi, włożonemi w drewniane cylindry. Urządzenie pruskie zasadzało się na działaniu pary sił, powstających wewnątrz pocisku, które w związku z ruchem postępowym granatu wzdłuż przewodu nadawały pociskowi ruch wirowy dookoła jego środka ciężkości. W zależności od sposobu załadowania (śr. c. u góry, u dołu, zprawa, zlewa) odchylenie pocisku od linji strzału następować musiało w sposób zgóry określony (wgórę, wdół, na prawo, na lewo), co w pewnym stopniu ułatwiało panowania nad nieobliczalnym dotychczas sprzętem. Doświadczenia przeprowadzone i opisane przez Müllera (1862), liczbowe wyniki których ująłem rysunkowo (rys. 8, 9, 10 i 11), dają dokładne pojęcie o osiągniętych rezultatach, które jednak nie mogą nam imponować. Jak widzimy na rys. 12, na którym zostały zebrane osiągnięte wyniki strzelań z granatnika 24 fnt. przy zastosowaniu jednakowego ładunku (2,5 ft.) i kąta podniesienia (3^0), przy pomocy rozmaitych załadowań pocisku osiągnięte zostały następujące efekty:

1. *Śr*. c. u góry:*) donośność 2500 m. U_g=81 m. U_s = 40 m.
2. *Śr*. c. u dołu: „ 970 m. U_g=14 m. U_s = 4 m.
3. *Śr*. c. zprawa: „ 1200 m. U_g=53 m. U_s = 7 m. } a więc
4. *Śr*. c. zlewa: „ 1200 m. U_g=70 m. U_s = 8 m. } 62 i 7,5m

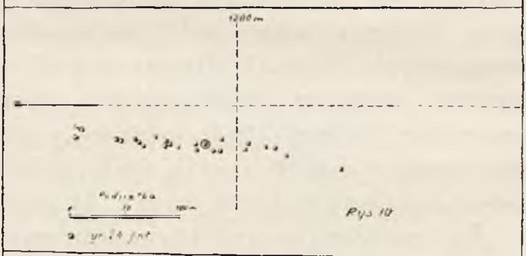
*) Na rysunkach środek ciężkości oznaczony jest przez p. c.



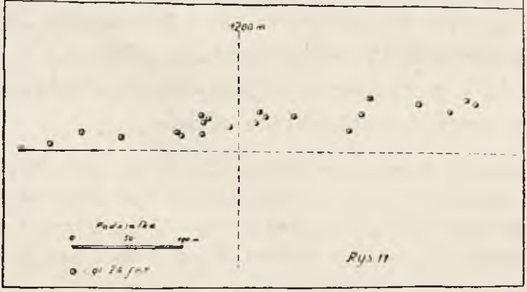
Rys 8



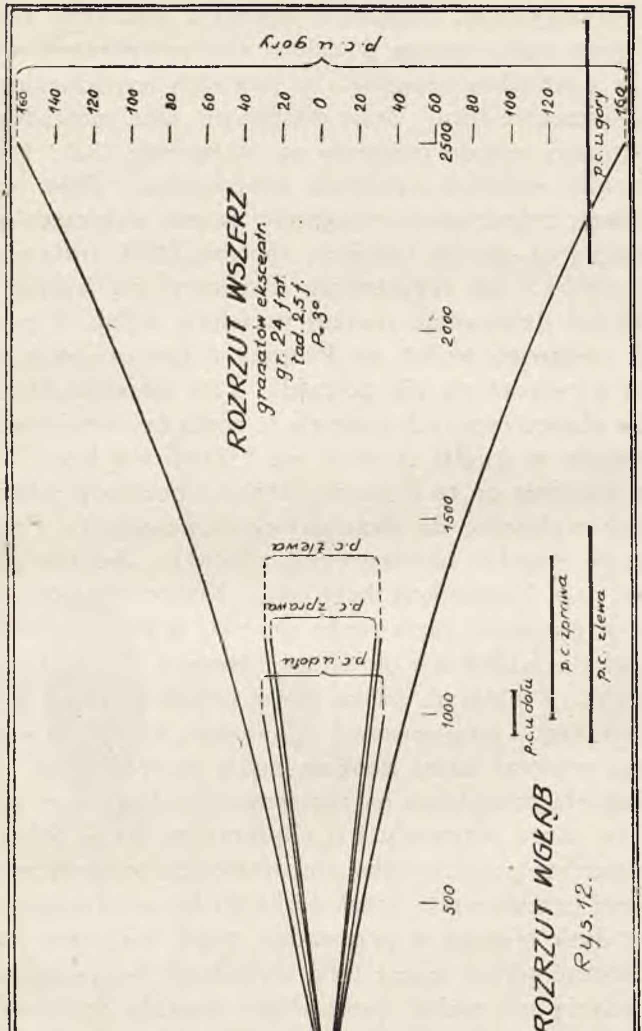
Rys 9



Rys 10

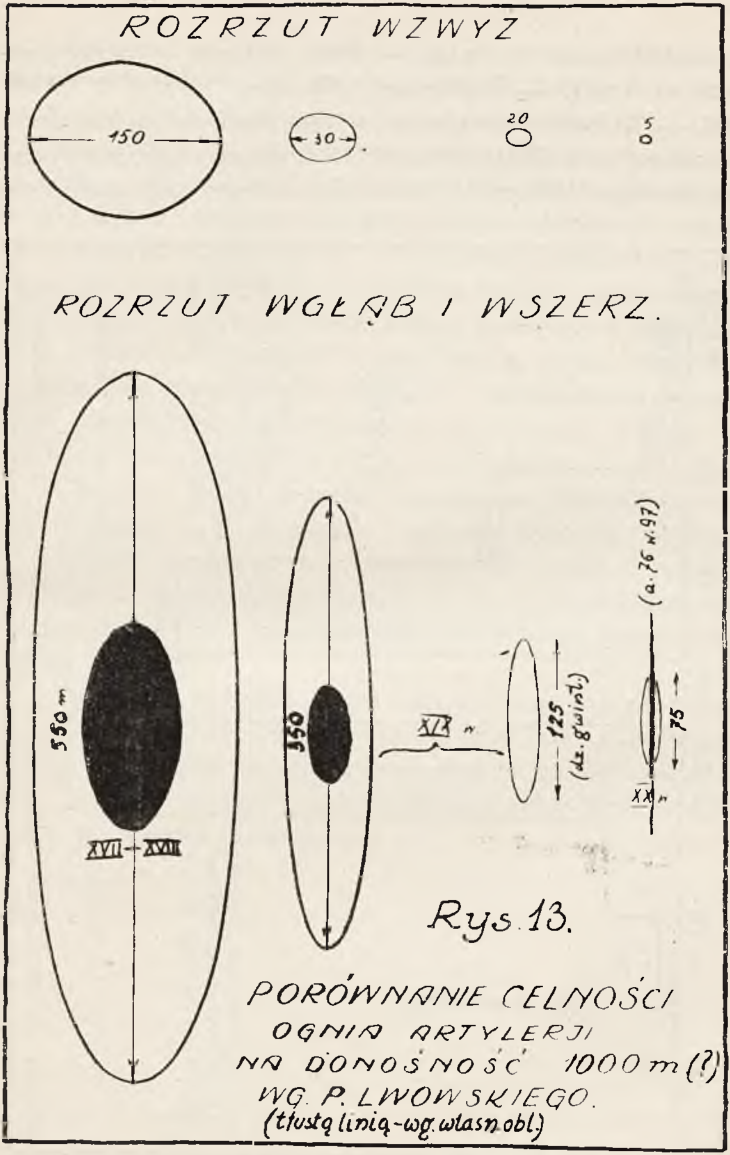


Rys 11


ROZRZUT WSZERZ
granatów ekscentr.
gr. 24 fnt.
ład. 2,5 f.
P. 3°
p.c u góry
p.c z lewa
p.c z prawa
p.c u dołu
500
1000
1500
2000
2500
ROZRZUT WGŁĄB

Rys. 12.

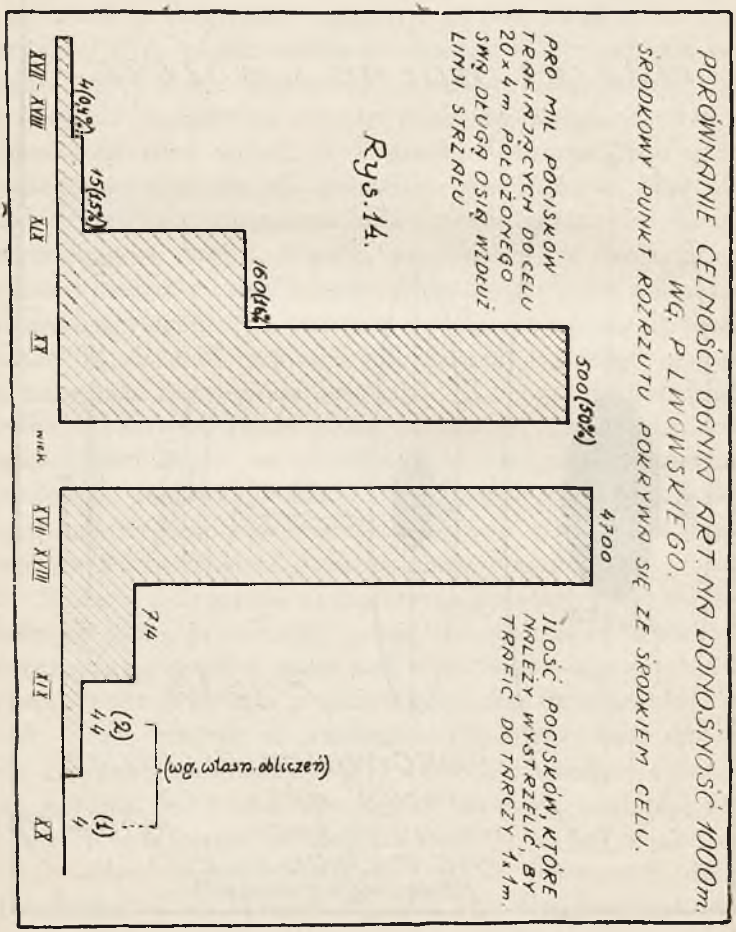
Porównywując osiągnięte wyniki z wynikami osiąganemi przy zastosowaniu pocisków koncentrycznych, widzimy, że wprawdzie osiągnięto w pewnych wypadkach pewne spłaszczenie toru i dużą donośność, lecz spowodowano też ogromny rozrzut pocisków na przestrzeni (320×640 m) co czyniło wszelkie strzelanie bezcelowem. Przy innych sposobach załadowania osiągnięto pewne zwiększenie donośności ($^4/_3$), pewną redukcję zboczeń (47% trafnych zamiast 19%) i ich regularność, zwiększył się jednak i to więcej niż dwukrotnie rozrzut pocisków wgłąb. Z powyższych zestawień widać, że Prusacy z postawionych sobie zadań wywiązać się nie potrafili. Tem niemniej idea pocisków ekscentrycznych znalazła b. wielu zwolenników i naśladowców w Anglji, Austrji, we Francji i w Rosji, przyczem wszędzie po za Prusami używano pocisków mimośrodowych wyłącznie do strzelań wycelowanych (w Prusach także do strzelań nawiasowych, rzuceń). Jeszcze gorsze wyniki dała konstrukcja belgijska. Komory mimośrodowe tylko w pierwszej fazie ruchu pocisku w przewodzie były w możności nadać mu określony kierunek obrotu (cios bilardowy), w dalszym swym biegu pocisk zatracał szybko ruch nadany, i po pierwszem silniejszem zderzeniu z przewodem wirował dalej dookoła znów dowolnej osi. Idea St. Roberta polegająca na zastosowaniu eliptycznie wygiętego ku górze przewodu i o eliptycznym także przekroju poprzecznym pocisku tylko pod względem osiągniętych donośności przewyższała pruskie i belgijskie rozwiązania. Pocisk - dysk biegnąc w przewodzie przez cały czas musiał się dotykać górnej ściany lufy, wywołując tarcie niezbędne do nadania mu ruchu obrotowego dookoła poziomej osi. Niestety, osiągnięcia St. Roberta okazały się już nieaktualnemi wobec wprowadzenia w r. 1857 pierwszych dział gwintowanych we Francji. Mimo to i St. Roberto miał wie-



Rys. 13.

PORÓWNANIE CELNOŚCI OGNIA ARTYLERJI NA DONOŚNOŚĆ 1000 m (?) WG. P. LWOWSKIEGO.
(tłustą linią - wg. własn. obl.)

lu naśladowców: w Belgji — Puit, w Rosji — Schlippenbach, w Anglji — Wuillcomb. W Rosji jeszcze w latach 1871 — 73 były prowadzone w tym kierunku doświadczenia przez prof. Majewskiego (znakomitego badacza ruchu pocisków podłużnych), mimo dokonanego już uprzednio



Rys. 14.

przezbrojenia artylerji rosyjskiej w sprzęt gwintowany. Osiągnięcia teoretyczne prac powyższych były nawet znaczne. Pocisk 7 fnt. Puit'a przy kącie podniesienia 1^0 osiągnął donośność 2620 m (!), gdy kula arm. 6 fnt. w warunkach analogicznych osiągnąć mogła zaledwie 500 m. Donośność ta jest nawet większa niż odpowiednia donośność naszej 75-ki w próżni balistycznej. Tor pocisków płaskich przypominał tor bumeranga (przy wielkich kątach podniesienia). Działa tego rodzaju cechował jednak stosunkowo duży rozrzut, a działanie pocisków u celu było b. słabe. Wady powyższe, jak również brak możności zastosowania do dysków zapalników uderzeniowych, przyczyniły się do zaniechania dalszych prób na tym wynalazkiem.

Ciekawe dane, dotyczą postępu w dziedzinie celności ognia artyleryjskiego ogłosił historyk sowiecki P. Lwowskij w pracy p. t. Istoriczeskije epoki w razwijti artilerji (Izwiestja Artakad. R. K. K. A. T. II), z której wyjąłem rysunki: 13 i 14. Obliczenia Lwowskiego znacznie się różnią od moich.

Dziś, gdy technika szuka coraz to nowych dróg rozwojowych, wykorzystując tak często już zapomniane dawno osiągnięcia — warto wskrzesić w pamięci dorobek prac dawnych artylerzystów, z których może niejeden doczeka się jeszcze reinkarnacji.

623.472.3

ŁUTZ BOLESŁAW.

NIEDOMAGANIA AMUNICJI ARTYLERYJSKIEJ.

Anormalne zachowanie się amunicji art. w czasie jej użycia, polegające na działaniu przedwczesnem, na wybuchu o niepełnej mocy, lub na niewybuchu, znajduje swe przyczyny w pewnej mierze w wadliwym wyrobie amunicji (konstrukcja i wykonanie), w dużej zaś ilości wypadków istnieją przyczyny odmienne, niezależne od samej amunicji, a pochodzące od nieumiejętnego obchodzenia się z amunicją, od złej pielęgnacji tejże, od zbyt zużytej broni lub wreszcie od niekorzystnego terenu, na który padają pociski. Należy więc te kategorje przyczyn anormalnego zachowania się amunicji ściśle rozróżniać i nie zwalać na amunicję wyłącznie, spotykane wypadki.

Poniżej zestawione są pewne niedomagania, głównie samej amunicji art., zebrane na podstawie źródeł zagranicznych oraz praktyki autora, z podaniem ich skutków i przyczyn.

1. Nadmierne występy obsady spłonki zapalającej w gnieździe śruby zapałowej.

   Skutek: Ścięcie obsady przy zaklinowaniu zamka, czasem — działanie przedwczesne spłonki.

   Przyczyna: Niewłaściwa obróbka. Gniazda obsady spłonki zostały zniekształcone: stały się owalne,

stożkowe do wewnątrz, z pokaleczonemi krawędziami, o minimalnych średnicach.

2. Występy kryzy śruby zapałowej na dnie łuski.
Skutek: Zacinanie się zamka klinowego.
Przyczyna: Nieodpowiednia obróbka. Gniazdo w dnie łuski na kryzę śruby zapałowej mimośrodowe; kryzy owalne, złe uzwojenie gwintu.

3. Występy kryzy zapłonnika wtłoczonego w dno łuski.
Skutek: Niedokręcenie zamku śrubowego.
Przyczyna: Zła obróbka. Wgłębienia w dnie na kryzę mimośrodowe i za płytkie lub niecylindryczne; kryzy owalne.

4. Rozdęcia i pękania zapłonników długich: wtłaczanych i śrubowych.
Skutek: Trudności przy wybijaniu i wykręcaniu. Uszkodzenia luf od resztek zapłonnika, ewentualnie — przedwczesny wybuch pocisku w lufie.
Przyczyna: Nieodpowiedni materjał, wadliwe wyżarzenie, zbytnie zużycie zapłonników rekonstruowanych.

5. Wysypywanie się prochu z zapłonników.
Skutek: Niewybuchy pocisku. Detonacje ładunku miotającego.
Przyczyna: Nieodpowiednio przygotowany materjał na uszczelki, wadliwe jego umocowanie; przechowywanie w nadmiernem cieple lub wystawianie na słońce gotowych zapłonników.

6. Niezupełne spalanie się prochu w zapłonniku.
Skutek: Wadliwy zapłon ładunku miotającego.
Przyczyna: Zawilgotnienie prochu przed nabijaniem, wskutek nieodpowiedniego przechowywania.

7. Niewypały zapłonników.

Skutek: Strzały spóźnione krótkie (powtórne uderzenie iglicy wywoływało zapłon) lub długie (wymagają obrócenia łuski lub wyjęcia ładunku).

Przyczyna: Wadliwy wyrób spłonek lub zapłonników: źle zaprasowana masa, wilgoć, brak otworów ogniowych w zapłonniku i t. p.

8. Łączenie się grota iglicy z dnem śruby zapałowej.
   Skutek: Kruszenie się grota przy otwieraniu zamka i rysowanie tegoż.
   Przyczyna: Zbyt miękki materjał dna śruby; iglica przebijała denko i zacinała się w nim.
9. Zacinanie się łusek i naboi zespolonych w komorze ładunkowej podczas ładowania.
   Skutek: Strzał opóźniony.
   Przyczyna: Uszkodzenia i odkształcenia łuski, powstałe wskutek nieodpowiedniego przechowywania i opakowania.
10. Rozdęcia łusek w komorze ładunkowej po strzale.
   Skutek: Opóźnione strzały i trudności przy wybijaniu.
   Przyczyna: Niewłaściwy materjał i wadliwa obróbka.
11. Pękanie łusek.
   Skutek: Wypalanie komory ładunkowej.
   Przyczyna: Niewłaściwe wyżarzanie się przy ciągach, przemęczenie materjału zbyt małą ilością ciągów, minimalna średnica łuski a maksymalna komory. Przepalenie kwasami.
12. Obrywanie się denek łusek rekonstruowanych.
   Skutek: Opóźnienie strzału i trudności przy wybijaniu łuski z komory.
   Przyczyna: Przemęczenie łuski od wielokrotnego użycia, podtaczania pod kryzą i mycia w kwasach.
13. Niezupełne spalanie się ładunku miotającego.

Skutek: Zanieczyszczenia lufy, spadek donośności i celności.

Przyczyna: Proch niejednorodny, zanieczyszczony, zbyt wilgotny.

14. Detonacja ładunku miotającego.

Skutek: Uszkodzenia komory, zamka, wybuch pocisku w lufie.

Przyczyna: Proch za mało stateczny, wykonany z materjału zastępczego.

15. Odciski gwintów na skorupie pocisku.

Skutek: Niszczenie przewodu lufy, spadek celności, strzały zbyt krótkie.

Przyczyna: Nieodpowiedni materjał pocisku i wadliwa obróbka mechaniczna pod względem kształtu pocisku, mimośrodowości środka ciężkości, pierścienia wiodącego lub zgrubienia środkującego.

16. Pękanie skorupy pocisku, odłamywanie się głowicy.

Skutek: Wybuch pocisku w lufie, niekompletny wybuch w terenie.

Przyczyna: Nieodpowiedni materjał, szlaka, wadliwe hartowanie.

17. Pękanie pierścieni wiodących, obracanie się ich, niewłaściwe wrzynanie się w gwinty lufy.

Skutek: Wielki rozrzut, utrata stateczności pocisku na torze.

Przyczyna: Nieodpowiedni materjał pierścieni, wadliwe obciśnięcie pierścieni.

18. Niezupełna detonacja materjału kruszącego pocisku u celu.

Skutek: Zmniejszenie skutecznego działania pocisku.

Przyczyna: Zanieczyszczenia, zawilgnienia, wadliwe nabijanie, pękanie skorupy.

19. Przedwczesny wybuch pocisku w lufie.
Skutek: Zniszczenie lufy.
Przyczyna: Nieodpowiednie materjały zastępcze, niewłaściwe nabijanie, zła krystalizacja i jamy, wady w skorupie; pęknięcia, zadry, szlaka.
20. Obrywanie się pobudzaczy (detonatorów) podczas strzału.
Skutek: Niewybuchy lub wybuchy w lufie.
Przyczyna: Wadliwy materjał pochwy pobudzacza, jednostronne podcięcia ścianek.
21. Niezupełne działanie pobudzacza.
Skutek: Wybuch niezupełny.
Przyczyna: zanieczyszczenie masy detonującej, zawilgotnienie, niewłaściwe zaprasowanie, zła izolacja wewnętrzna.
22. Wyłamywanie się główki wkrętki głowicowej z oka pocisku.
Skutek: Niewybuchy.
Przyczyna: Wadliwy materjał, jednostronne podcięcia ścianek szyjki.
23. Wykręcanie się zapalnika z oka pocisku podczas strzału.
Skutek: Niewybuchy.
Przyczyna: Nienależyte osadzenie zapalnika.
24. Niewypał zapalnika uderzeniowego.
Skutek: Niewybuchy.
Przyczyna: Wady materjału, błędy obróbki montażu, zniekształcenie części.
25. Niezapalenie się lub gaśnięcie zapalnika rozpryskowego; zbyt krótkie lub zbyt długie palenie się tegoż.
Skutek: Nieprawidłowe działanie szrapneli.
Przyczyny: Wadliwe palenie się ścieżki prochowej, przekazywanie ognia do komory prochowej po-

cisku. Zawilgotnienie spłonki zapalającej i wzmacniacza prochowego, (złe uszczelnienie); nieodpowiednie skalowanie wskutek wad nastawnicy. Błędy w ścieżce prochowej: zanieczyszczenia, przerwania, niejednostajna gęstość prochu, wadliwa elaboracja. Błędy w połączeniu rurki lub ścieżki prochowej z kanałem komunikacyjnym; wykruszanie się słupków prochowych; wadliwy proch w komorze prochowej szrapnela.

26. Przedwczesne działanie zapalnika w lufie.

Skutek: Zniszczenie lufy.

Przyczyna: Wady w materjale i wyrobie zapalnika (pękanie, obrywanie się, zniekształcenie części), rozkład materjału wybuchowego w zapalniku wypalania w przewodzie lufy, odskok masy uderzającej i bardzo liczne inne przyczyny. *).

---

*) p. „Kilka uwag w sprawie przedwczesnych wybuchów zapalników uderzeniowych 99/15" (Przegl. Art. 1932, styczeń, str. 51).

„W sprawie wybuchów w lufie" (Przegl. Art. 1930 paźdz. str. 373).

623.472.3

F. HAWKES.

O WADLIWEJ AMUNICJI.

Od redakcji. Ponieważ zagadnienie należytej amunicji jest wagi pierwszorzędnej, umieszczamy, jako uzupełnienie poprzedniego artykułu, pracę p. F. Hawkesa z czasopisma amer. „Army Ordnance". O temże zagadnieniu patrz również: Przegl. Art. Nr. 7/24 r.: „Ustalanie przyczyn wypadków z amunicją"; Przegl. Art. Nr. 10/25 r.: „Wypacanie się materjałów wybuchowych w amunicji"; Army Ordnance, styczeń, 1922 r.: „O nabijaniu i magazynowaniu amunicji".

Zagadnienie projektowania i wyrobu amunicji nowoczesnej jest całkiem różną sprawą od tychże czynności dla dawnych jednolitych kul działowych. W owych czasach wyrób amunicji był stosunkowo prosty, a *przedwczesne wybuchy, niezupełne wybuchy i niewybuchy* były to zjawiska nieznane. Te wypadki złego funkcjonowania zdarzają się obecnie, nawet w amunicji najtroskliwiej wykonanej, i przedmiotem niniejszego artykułu jest właśnie wniknięcie w istotę przyczyn powodujących je, możliwie wyczerpująco.

Pocisk, naładowany materjałem wybuchowym miotającym lub kruszącym, przenaczony jest na to, aby wykazać największą sprawność, jaką tylko zdolna jest wytworzyć

energja jego materjału wybuchowego. Jeżeli, z powodu pewnych błędów amunicji, tylko część tej energji użytkowej zostanie wyswobodzona, — wynika niezupełne wykorzystanie amunicji (jest to pocisk „osłabiony"); innemi słowy, jeżeli pocisk, który daje zwykle pewną ilość odłamków skutecznych, rozlatuje się w mniejszym stopniu, — wytwarza słaby skutek zamiast znacznego.

Gdy zaś mieszanina wybuchowa, z powodu pewnych błędów w jednej lub kilku częściach składowych, gaśnie w czasie palenia, — powstaje niewybuch (jest to pocisk zmartwiały). Taki strzał „martwy" powstaje np., gdy bomba lotnicza zrzucona z samolotu nie wybuchnie, chociaż była nastawiona „na ostro". Do tych wypadków nie zalicza się przeszkoda w działaniu bomby, jeżeli rzucona była umyślnie „w stanie zabezpieczonym".

Osłabione wykorzystanie i niewybuchy są wadami dość dużemi, lecz *przedwczesne działanie* jest najgorszą postacią wadliwości wszelkiej amunicji. Jak wskazuje nazwa, wada ta powstaje wtedy, gdy amunicja wybucha wcześniej, niż to jest oczekiwane. Taki pocisk może rozerwać się w lufie lub w pobliżu działa, albo granat ręczny może rozerwać się w ręku żołnierza, — to przedwczesne działanie pociąga za sobą zwykle mniej lub więcej nieszczęsne skutki.

Działanie bez zarzutu amunicji typów nowoczesnych może wypływać jedynie z wprawy w nadzwyczaj starannem projektowaniu, z przeprowadzenia wyczerpujących doświadczeń przed przyjęciem pewnego typu, z zastosowania surowego nadzoru podczas wyrobu, z troskliwego przechowywania i przewozu gotowych przedmiotów oraz ze ścisłego zastosowania się osób manipulujących amunicją — do danych im instrukcyj. Wadliwe działanie amunicji jest zwykle, ale nie zawsze, winą amunicji. Gdy zachodzi złe działanie amunicji, marnuje się tem samem dużą sumę wy-

siłków: wytwarzania, przewozu i obsługiwania. Jest to już złem samem w sobie, lecz gorszym wynikiem jest ujemny wpływ moralny na tych, którzy używają tę amunicję i na innych, którzy spostrzegą, że amunicja, przeznaczona do torowania drogi naprzód, nie wypełnia skutecznie swego zadania.

Rozważanie o wadliwości amunicji podzielimy na 4 główne działy:

1. Amunicja artyleryjska. 2. Amunicja okopowa. 3. Bomby lotnicze. 4. Artykuły pirotechniczne.

AMUNICJA ARTYLERYJSKA.

Wybuchy przedwczesne. Wypadki tego rodzaju zawsze bada się śledztwem, lecz niestety, zbyt często kończy się ono jedynie wyrażeniem zapatrywań biegłych. Gdy następuje taki wybuch, przeważnie dowód zostaje tym wybuchem zniszczony. Badanie składowych części amunicji innej z tej samej partji wyrobu zbyt często kończy się tylko domysłami. Ułomności natury ludzkiej odgrywają swą rolę w procesach wytwórczych amunicji tak, jak to bywa i przy wyrobie innych przedmiotów; przy rozpatrywaniu więc tej dużej ilości części, które składają się na pewien okaz pocisku, wypada się tylko dziwić, że owe wybuchy przedwczesne są jednak tak bardzo rzadkie. Wadliwy zapalnik lub licho zelaborowany pocisk mogą wszak wymknąć się z pod uwagi nawet surowej inspekcji i stać się powodem takiego wypadku. Z powodu jakiegoś przypadku, pewna wada może powstać w większej części pewnej partji amunicji. Wtedy istnienie danych, odnoszących się do składu metalu każdej partji, materjałów wybuchowych i nabijania — może okazać znaczną pomoc przy badaniu przyczyn wybuchu przez poddanie troskliwemu zbadaniu laboratoryjnemu części

składowych i materjału wybuchowego z tej samej partji oraz — dodatkowemu strzelaniu, próbującemu w ten sposób odtworzyć tenże wypadek.

Wybuch przedwczesny może powstać wskutek słabej skorupy, wad w materjale wybuchowym, wypełniającym pocisk lub pochwę wkrętki pobudzającej (booster), lub wskutek wad w częściach składowych metalowych, albo wreszcie w mat. wyb. zapalnika. Jest również rzeczą możliwą, że przyczyny wypadku mogą pochodzić z lufy działa, lecz tej sprawy rozważać tu nie będziemy.

Słabość skorupy pocisku może wywołać jej zniszczenie lub powiększenie średnicy a skrócenie długości pocisku, pod wpływem ciśnienia gazów prochowych w lufie. Tarcie wewnętrzne i zewnętrzne, spowodowane przez ruch wypadkowy ładunku wewnętrznego, łatwo może spowodować taki wybuch, lecz zwykle w stopniu słabszym. Rysy w dnie pocisku, mogą również być tego przyczyną, przez wnikanie gorących gazów.

Ładunek wewnętrzny może być wadliwy w ten sposób, że staje się przyczyną wybuchu przedwczesnego. W pociskach z zapalnikiem głowicowym jamy w ład. wewn. pozwalają na ruch ładunku wskutek nagłego przyśpieszenia pod działaniem siły miotającej, a taki ruch często wytwarza dostateczne dla wybuchu tarcie. Te jamy pochodzą z różnych przyczyn, a główną z nich jest osiadanie materjału.

Istnienie jam w górnej części ładunku, wlewanego w stanie roztopionym, jest zjawiskiem powszechnem, któremu należy przeciwdziałać. Doświadczenia dowiodły, że gazy w jamach bloków wadliwych z trójnitrotoluolu głównie pochodzą z powietrza, i osiadanie to jest prawie identyczne w swej naturze z podobnem zjawiskiem w odlewach stalowych, a pochodzi od kurczenia się tworzywa oraz wychodzenia pochłoniętego powietrza przy zastyganiu. Te same

więc środki stosuje się przy odlewach z trójnitrotoluolu (TNT), co przy odlewach stalowych, a mianowicie — użycie kanałów wydechowych. Byłoby rzeczą możliwą usunięcie wielu jam w odlewach TNT przez dodanie pewnych ciał, któreby usuwały pochłonięte lub rozpuszczone gazy w ten sposób, jak to czyni mangan w odlewach stalowych.

Jednak TNT jest zapewne odlewem o zbyt niskiej temperaturze dla zastosowania tego sposobu. Jamy w ładunku wewnętrznym okazały się również wskutek ładowania do zimnego pocisku takiego materjału wybuchowego, jak amatol 80/20, plastyczny przy pewnej temperaturze, lecz stały już w temp. pokojowej. Jamy takie znajdowano po rozcięciu pocisków, ładowanych w czasie wojny gorącym amatolem 80/20 z pomocą maszyny napełniającej śrubowo.

Tego rodzaju jamy zdarzały się, niestety, w najniebezpieczniejszem miejscu u podstawy ładunku wewn., gdzie osiadanie powoduje ruch całego słupa mat. wyb. w kierunku dna pocisku. Mogą jednak zdarzać się usterki w pociskach, ładowanych TNT, po zadowalającem nawet napełnieniu tychże. A mianowicie, wypacanie może tworzyć kanały, które mają tę samą zdolność wywoływania wybuchów przedwczesnych, co i jamy usadowe. Wypacanie, jak się okazało, jest tedy inną możliwą przyczyną przedwczesnych wybuchów w pociskach ładowanych TNT lub amatolem, w postaci oleistego eksudatu, który wypływając z ład. wewn. przez gwinty wkrętki głowicowej (adapter) i pochwy wkrętki pobudzającej (booster), lub przez wkrętkę denną (base plug), gdzie taka istnieje, — może odkładać kryształy TNT, skłonne do detonacji, pomiędzy zwojami śruby, gdy pewien ruch śruby może zajść w czasie strzału.

Wybuchy przedwczesne w szrapnelach pochodzą od jam w osadzeniu kulek i kalafonji (matrix), gdy kulki osadzone są na zimno, a stopiona kalafonja zastyga nim wy-

pełni sobą puste przestrzenie. W czasie strzału bezwładne cofnięcie się powoduje zawalenie się jam i eksplozję ładunku dennego. Przez nagrzanie kulek i wlewanie roztopionej kalafonji, gdy kulki są jeszcze ciepłe, unika się tej wady.

Pociski z zapalnikami dennemi, kalibru ponad 37 mm ładowane są mat. wyb. „D", znacznie mniej czułym niż TNT. Zapalnik ten znajduje się w dnie, gdzie ładunek wewn. pod działaniem siły osiadania, wytwarza mniej lub więcej ostre zetknięcie się z zapalnikiem, z wynikiem niebezpieczeństwa wybuchu przedwczesnego w stopniu silniejszym. Jamy i mała gęstość ład. wewn. muszą być troskliwie usuwane.

Przedwczesne wybuchy mogą też zawdzięczać swe pochodzenie wadliwemu ładunkowi pochwy wkrętki pobudzającej, mianowicie wtedy, gdy jest on za mało gęsty i kiedy pod działaniem siły osiadania mogą powstać ruchy.

Najniebezpieczniejsze atoli wybuchy przedwczesne są wywoływane przez wady zapalników. Zwykle są one stopnia silnego i niszczą działo. Części metalowe zapalnika mogą posiadać usterki, iglica zapalnika może być za słaba, i złamać się przebijając spłonkę, lub zatyczka zabezpieczająca może być krucha.

Ładunek spłonki może być wadliwy; drobne ziarenka nadzwyczaj czułej rtęci piorunującej mogą dostać się między metalowe części pobudzacza lub spłonki. Pobudzacz może być osadzony nie należycie i zbyteczny jego ruch w połączeniu z małą gęstością mieszaniny piorunującej — może wywołać wybuch. Rtęć piorunująca musi być wolna od rtęci metalicznej, bo ten metal może zamalgamować pochwę pobudzacza, wyżreć w niej otwory i w ten sposób przepuścić rtęć piorunującą do innych części zapalnika.

Wybuchy przedwczesne po za wylotem lufy zdarzały

się w armacie 155 mm przy zapalnikach M IV. Badanie wykazało, że przyczyną były sprężyny opóźniacza, które były za słabe, aby przeciwstawić się przyjściu do przyśpieszenia w dziale na zwolnienie przy uderzeniu o powietrze. Środkiem skutecznym było zastosowanie silniejszej sprężyny opóźniacza w tym zapalniku (tworząc zapalnik M IV Star).

W szrapnelach, zapalniki czasowe ze zwłoką dawały wybuchy przedwczesne wskutek wadliwych pierścieni nastawnych, pozwalających na nagły zapłon, co powodowało natychmiastowe działanie szrapneli.

Osłabione działanie i niewybuchy. Wypadki te w pociskach mogą być spowodowane wadliwością części składowych amunicji lub wadliwą metodą montowania tychże. Mogą one powstawać od nieprawidłowego traktowania amunicji przy dziale, jak również wskutek właściwości terenu, na jaki pociski padają. Wady amunicji mogą mieścić się w samym pocisku, lub w jego ładunku, w pochwie wkrętki pobudzającej lub ładunku tejże, w zapalniku lub składowych częściach jego mechanizmu wybuchowego, wreszcie w metodzie zestawiania części składowych. Pocisk może być osłabiony bądź to wskutek błędnego zaprojektowania, bądź przypadkowych błędów w odkuwaniu czy w odlewie; taki pocisk może złamać się w czasie strzału, powodując niewybuch lub wybuch przedwczesny. Częstą przyczyną tych wad jest napełnianie pocisku lub pochwy pobudzacza ładunkiem za mało gęstym. W tym wypadku, osiadanie w lufie działa może skupić ładunek u dna pocisku, pozostawiając jamę powietrzną między tą pochwą a ładunkiem, o ile nie nastąpi przy tem wybuch przedwczesny. Cofnięcie się wstecz, może też wywołać odsunięcie się ładunku pochwy pobudzacza od osłony spłonki pobudzającej, tworząc jamę powietrzną pomiędzy niemi; a z powodu niemożności

skutecznego przekazania detonacji poprzez tę jamę, wytwarza się wybuch niezupełny lub nawet niewybuch. Niedbała elaboracja pocisku, powodując jamy powietrzne pomiędzy różnemi częściami systemu detonującego, może powodować takie same wyniki, jakgdyby te jamy powstały wskutek osiadania. Wobec tego należy surowo baczyć, aby wgłębienie dla pochwy wkrętki pobudzającej w zawartości pocisku było zmierzone sprawdzianem przed umieszczeniem tejże, a słupki wybuchowe (pellets) również, co ma zapewnić ścisłe ich dopasowanie do swoich gniazd po osadzeniu na miejscu.

Usterki w systemie detonującym mogą również być spowodowane zbyt dużą gęstością. Jest ogólnem prawidłem, że gdy gęstość mat. wyb. rośnie, to maleje jego czułość.

W pocisku nabitym materjałem wybuchowym prasowanym, tenże materjał w pobliżu gniazda na pochwę pobudzacza może stwardnieć do dużej gęstości, a nieczułość jego spowoduje wybuch osłabiony lub niewybuch. Przy wyrobie słupków do pobudzacza należy pilnie baczyć, aby miały one gęstość zdatną do detonacji, a metoda użycia kilku krótkich słupków, zamiast jednego długiego — została przyjęta z powodu możności otrzymania więcej jednostajnej gęstości i uniknięcia bardzo twardej warstwy górnej wtedy, gdy krzepnie długi słupek mat. wyb. Metoda tych słupków okazała się lepsza od sposobu nabijania, kiedy luźny mat. wyb. krzepnie bezpośrednio w pochwie pobudzacza. Przy tym ostatnim sposobie skuteczna inspekcja jest bardzo utrudniona i w przeciętych pociskach okazały się silne wahania w gęstości ładunków.

Pociski i pochwy pobudzacza nabijane możliwie starannie mogą po pewnym czasie dawać wybuchy osłabione lub niewybuchy, wskutek rozkładu i zmniejszenia czułości mat. wyb. Naprzykład, wypacanie się z ładunku TNT może na-

sycić i obniżyć czułość zawartości pochwy pobudzacza, i wtedy detonacja zapalnika jest trudna lub niemożliwa. Zaleca się więc okresowe badanie amunicji w składnicach, celem sprawdzenia jej jakości.

Niewybuchy mogą wywołać zapalniki, posiadające wadliwe części składowe metalowe, nie odpowiednio nabijane, albo w których materjał wybuchowy uległ rozkładowi. Zapalnik jest dość złożonym mechanizmem, a skuteczność jego działania zależy od ruchu jego pewnych części składowych. Wadliwe części lub niedbałe przechowywanie prowadzą do korozji i powodują niewybuchy.

Jednakże spowodowane niewybuchy nie zawsze pochodzą od części składowych amunicji.

Jeżeli zapalnik nie jest ciasno wkręcony w pocisk, może się rozkręcić w locie i powodować niewybuch. Jeżeli przepisy o uzbrojeniu w zapalniki nie są ściśle przestrzegane przez obsługę działa, — powstaną niewybuchy. Naprzykład w zapalniku M III uderzeniowym zapomnienie usunięcia taśmy zabezpieczającej z pewnością przeszkodzi funkcjonowaniu zapalnika, bo nie pozwoli odwinąć się spirali pod działaniem siły oddśrodkowej. Mogą też powstać niewybuchy od upadku dobrej amunicji na teren nierówny, gdy ostrołuk pocisku draśnie grunt, a opóźnienie będzie niedostateczne do wywołania działania zapalnika. Przy użyciu zapalnika uderzeniowego długiego M III pocisk może tak upaść, że nie otrzyma się uderzenia prostego w głowicę zapalnika, lecz zapalnik się złamie. Zapalniki, przeznaczone do uzbrajania się przy pewnej szybkości obrotowej, nie uzbroją się, gdy strzela się z broni, dającej niższą szybkość obrotową; zapalnik zatem tego rodzaju, przeznaczony do armaty, nie może być zastosowany w haubicy lub moździerzu, bo da niewybuchy. Usterki w detonacji od uderzenia pochodzą również od mniej lub więcej kapryśnych

zmian w częściach składowych, czego nie można się domyśleć, a odkryć je można jedynie przez rozebranie nierozerwanych zapalników. Wyniki strzelania mogą być zwodnicze w pociskach, które dałyby niewybuchy z powodu usterek zapalnika, a mogą dać niepełne wybuchy na skutek ostrego uderzenia o twardy grunt, pobudzającego do wybuchu TNT lub amatol.

Ładunki miotające. Te elementy mogą posiadać również wady. Proch bezdymny, jak i inne złożone związki chemiczne, ulega mniej lub więcej rozkładowi, gdy przebywa na składzie, zwłaszcza przy podwyższonej temperaturze. Wiek nie zmniejsza jednak siły, a nawet stary proch daje większe ciśnienie, co bywa czasem niebezpieczne. Badanie laboratoryjne próbek prochu, który dał podwyższone ciśnienie, bywa uskutecznione, aby upewnić się, czy ten wzrost ciśnienia spowodowała jedynie utrata rozpuszczalnika, czy też starzenie się prochu wytwarza pęknięcie ziaren, które przedstawiają wtedy większą powierzchnię i przyśpieszają spalanie.

AMUNICJA BRONI OKOPOWEJ (moździerzy piechoty).

Wady tej amunicji są podobne, ogółem biorąc, do wad amunicji artyleryjskiej i pochodzą z tychże przyczyn. Ponieważ szybkości są tu znacznie mniejsze, przedwczesne wybuchy, pochodzące od bezwładnego osadzania się, są rzadkie. Zdarzały się one jednak przy zapalniku M IV, używanym do 3" moździerza Stokesa. Liczne strzelania doświadczalne z tym zapalnikiem i badania dużej ilości części składowych doprowadziły do wniosku, że najprawdopodobniejszą przyczyną tego zjawiska było niedostateczne zagłębienie iglicy w bezwładniku, pozwalające jej przy cofaniu się przekłóć bardzo cienką płytkę zabezpiecza-

jącą, wniknąć w spłonkę i wywołać działanie zapalnika. Przy użyciu w strzelaniu ćwiczebnem z moździerza amunicji, w której użyto w pobudzaczu proch czarny a w pocisku materjał leniwszy, niebezpieczeństwo zredukowano do minimum.

Niekompletne wybuchy i niewybuchy spotykają się często w amunicji pochodzenia wojennego, co wynika z rozkładu higroskopijnego materjału wybuchowego.

Granaty ręczne. Istniejące obecnie typy granatów rozwinęły się w czasie wojny światowej. Są one możliwie najprostszej budowy; ich mechanizm zapalający jest tego rodzaju, że ich wyrób nie wymaga urządzeń stosowanych do wyrobu zapalników artyleryjskich. Materjał wybuchowy używany w nich w 1918 r. i mechanizm zapalający (wkrętka i pobudzacz z napiętemi sprężynami) nie były przeznaczone do magazynowania latami przed użyciem. A zatem w żadnym innym typie amunicji czasu wojennego, za wyjątkiem może artykułów pirotechnicznych, nie było tak dużo uszkodzeń. Szczęściem, te uszkodzenia objawiają się raczej w niewybuchach lub osłabionym wybuchu niż w przedwczesnym. Podczas pierwszych dni wyrobu granatów przedwczesne wybuchy były zjawiskiem częstem spowodu działania spłonki z pominięciem opóźniacza, wskutek czego granat wybuchał natychmiast. Takie wybuchy dziś prawie się nie zdarzają. Ładunek wybuchowy granatów rozkładał się, wywołując dużą ilość niewybuchów w takich rozmiarach, że zdecydowano wycofać wszystkie granaty czasu wojennego i nabijać je na przyszłość krystalicznym TNT. Użycie tego materjału wybuchowego nie wytwarza najlepszej fragmentacji, bo skorupa granatu rozpada się na bardzo dużo drobnych odłamków, przedsięwzięto więc wynalezienie mat. wyb. doskonalszego, wolniejszego w działaniu od TNT, lecz z lepszemi właściwościami niż dawny

materjał. Dla celów ćwiczebnych używa się pustych granatów, pobudzacz zaś zdoła rozerwać skorupę na tyle, aby można było spostrzec punkt rozprysku, a usunięcie mat. wyb. kruszącego zmniejsza niebezpieczeństwo przedwczesnego wybuchu. Czyniono próby otrzymania pewnego materjału leniwego do napełnienia granatu z pewną zmianą elementów wybuchowych w mechanizmie zapalającym, aby uzyskać granat, który da żołnierzowi tę samą praktykę w montowaniu granatu ćwiczebnego, co oryginalnego, jak również, aby uzyskać punkt rozprysku więcej widoczny jednocześnie przy dalszem zredukowaniu możliwości wybuchu przedwczesnego.

Dzisiejsze zapasy mechanizmów zapalających dają duży odsetek niewybuchów. Niektórzy wytwórcy używali oleju zapobiegającego rdzewieniu, który następnie twardniał, obciążając sprężyny na tyle, że czynił je niezdolne do pociągnięcia z odpowiednią siłą bezwładnika, przy czem pozostawały one przez dłuższy czas ściśnięte, tracąc swą siłę i powodując niewybuchy.

BOMBY LOTNICZE.

Przedwczesne wybuchy w ścisłem tego słowa znaczeniu nie zdarzają się tutaj, bo nie działają na nie żadne siły nagłe, jak na pocisk opuszczający lufę; a zapalniki bomb uzbrajają się przez obrót wiatraczka w czasie upadku bomby i nie mogą wywołać przedwczesnego wybuchu. Wybuch taki może się jednak zdarzyć, gdy zapalnik nie jest należycie założony, lub obsługiwanie bomby jest nieumiejętne. Najpoważniejsze wypadki były wynikiem nieoczekiwanego następstwa niezwykłych zdarzeń. Naprzykład, gdy bomba wypadkowo upadła z wyrzutnika w czasie startu, a zabezpieczająca zatyczka była wyciągnięta; gdy wiatr od śmi-

gła wysunął wiatraczek zapalnika bomby i uzbroił go; gdy zapalnik zaczepił o coś i t. p. wypadki nieprzewidziane, które powodowały pełny wybuch z jego opłakanemi skutka-



Rysunek: Odłamki jako wynik całkowitego i niezupełnego wybuchu granatu 4, 7".

mi. Jednak zapalniki teraz są tak przerobione, iż usunięto nawet te możliwości.

Wybuchy niepełne i niewybuchy miały te same przyczyny, co w amunicji artyleryjskiej: błędne nabijanie i rozkład mat. wyb. najczęściej powodowały niewybuchy bomb, upadających na ziemię. Powszechne były niewybuchy u bomb odłamkowych 17 ft. na skutek umieszczenia TNT w osłonie ołowianej, przez co pobudzacz stawał się nieczuły; zamiana tego pobudzacza przez typ ulepszony, i zamiana zapalnika przez słupki z tetrylu, wypełniające dokładnie swe gniazdo — usunęły te braki.

Zapewne najtrudniejszem zagadnieniem, wymagającem rozwiązania, jest uzyskanie działania bomby przy uderzeniu o wodę. Zbyt wiele otrzymuje się jeszcze niewybuchów, zwłaszcza przy użyciu spłonek ze zwłoką w zapalnikach ogonowych. W nich działanie zapalnika jest uskutecznione przez opóźnienie bomby, uderzając o wodę, pozwalające iglicy pokonać swym ciężarem opór sprężyny i przebić spłonkę. Opóźnienie to nie jest jednak dostateczne do wywołania działania spłonki, gdy między spłonką a pobudzaczem pośredniczy opóźniacz, nawet gdy sprężyna, utrzymującą iglicę przed spłonką, znacznie została osłabiona. Dokonywa się doświadczeń w tym względzie. Wyjątkową trudność przedstawia ta okoliczność, że bomby rzuca się z dużej wysokości do głębokiej wody, co czyni niemożliwem odzyskanie i zbadanie bomby. Ponieważ jednak bomby ze spłonkami pobudzającemi posiadają zwykle zapalniki głowicowe i ogonowe, odsetek niewybuchów u tak podwójnie uzbrojonych bomb jest niewielki.

ARTYKUŁY PIROTECHNICZNE.

Wadliwość tych przedmiotów przyjmuje postać, którą można nazwać niewybuchem. Artykuły pirotechniczne, po-

dobnie jak i inne rodzaje „fajerwerków", mają swą mieszaninę palną, złożoną ze związków chemicznych, które łatwo się rozkładają. Spadochrony, umieszczone w ciasnej zamkniętej przestrzeni rakiety sygnalizacyjnej lub oświetlającej, przez czas dłuższy — otwierają się z trudem i pozwalają kompozycji palnej szybko spadać na ziemię, co nie daje należytego oświetlenia i wywołuje pożary suchej trawy. Od czasu wojny ulepszono znacznie te typy, a przyjęcie nowych typów i wyrób tylko takich ilości, jakie mogą być użyte w przewidzianym czasie, usuwa prawie zupełnie usterki. Rakieta oświetlająca lotnicza M I została w dużych ilościach ulepszona przez zamianę spłonki i czarnego prochu miotającego, przez opakowanie ich w osłonę nieprzemakalną i rozciągnięcie spadochronów.

tłum. W. V.

WIADOMOŚCI Z PRASY OBCEJ.

NIEMCY.

ZEITSCHRIFT FÜR DAS GESAMMTE SCHIESS- UND SPRENGSTOFFWESEN. 1934 r.

(Nr.Nr. 1 i 2).

Oznaczanie ciśnienia gazów prochowych przy pomocy zgniotków miedzianych i przydatność tej metody oznaczania przy badaniach broni i amunicji. — prof. dr. Schwinnig.

Przy odbiorach dział, amunicji i prochów — ciśnienie gazów prochowych oznacza się zwykle przy pomocy zgniotków miedzianych. Otrzymane tą metodą najwyższe ciśnienia są, jak wiadomo, niezupełnie dokładne. Wszystkie jednak inne metody oznaczania ciśnienia przy strzale są tak skomplikowane, że nie nadają się do stosowania ich przy odbiorach. Przy naukowych badaniach najlepsze wyniki daje metoda piezo-elektryczna, wykazująca dokładnie całkowity przebieg ciśnień przy strzale, jest to jednak metoda laboratoryjna. W związku z tem autor poddaje szczegółowej analizie metodę oznaczania ciśnień przy pomocy zgniotków, omawia źródła błędów tej metody i stwierdza, że przy badaniach odbiorczych, gdzie chodzi tylko o dane porównawcze, nadaje się ona w zupełności pomimo, że wykazuje ciśnienia o 5 do 20% niższe od rzeczywistych. Dla uzyskania decydujących porównawczych danych niezbędne jest jednak ścisłe unormowanie metody badania.

(NrNr. 2—9). *Nitroceluloza i celuloza drzewna.* — dr. inż. W. Scharnbeck.

Artykuł zawiera obszerne sprawozdanie z badań, przeprowadzonych w celu wyjaśnienia, jaką nitrocelulozę otrzymuje się przy nitracji rozmaitych rodzajów celulozy. Autor poddał próbom porównawczym linters, odpadki bawełniane, celulozę drzewną siarczykową kilku gatunków i celulozę drzewną sodową i na podstawie otrzyma-

nych wyników stwierdza, że niemiecki przemysł celulozowy może do nitracji dostarczać celulozę drzewną, niczem nie ustępującą bawełnie i nieco nawet przewyższającą odpadki bawełniane. Wyjątek stanowi tylko merceryzowana celuloza drzewna siarczynowa, która wymaga jeszcze pewnego ulepszenia swych własności.

Przydatność celulozy do nitracji może być, zdaniem autora, ustalona jedynie przez dokonanie odpowiedniej, niezbyt małej, próbnej nitracji, co nie wyklucza zresztą potrzeby i chemicznego badanja celulozy. Szczególnie ważne jest oznaczenie w niej zawartości α-celulozy i oksycelulozy jak również liczby metylowej, a następnie zawartości popiołu i wilgoci. Oznaczanie lepkości autor uważa narazie za mniej ważne, gdyż praktyczna wartość lepkości roztworów nitrocelulozy nie jest jeszcze udowodniona.

W zakończeniu artykułu przytoczone są szczegółowe warunki odbiorcze na celulozę drzewną, przeznaczoną do nitracji.

(Nr. 3). *Czechosłowacki przemysł uzbrojeniowy.*

Składa się on z następujących wytwórni:

Wytwórnia amunicji dawniej Sellier i Bellot w Pradze. Produkuje am. małokalibrową wojskową, lotniczą, myśliwską i sportową jak również sygnały kolejowe, spłonki górnicze i artyleryjskie i lonty detonujące. Zatrudnia ok. 800 pracowników w Pradze i ok. 200 w Rydze.

Spółka Akcyjna dawniej zakłady Szkody w Pilznie. Zakład istnieje od 1899 r. Składa się ze stalowni, odlewni żelaza i metali, kuźni, wytwórni parowozów i maszyn, browarów, gorzelni, walcowni, wytwórni konstrukcyj mostowych jak również wytwórni broni, amunicji i t. d.

Czeska wytwórnia broni w Pradze S. A., istniejąca od 1920 r., zatrudnia do 600 pracowników; wyrabia broń myśliwską, pistolety automatyczne, rowery, narzędzia precyzyjne i t. d.

Czechosłowacka wytwórnia broni w Brnie S. A. Istnieje od 1924 r. Posiada działy: broni ręcznej i maszynowej, przyrządów precyzyjnych, narzędzi, samochodów, wag automatycznych i maszyn do pisania. W 1928 r. Spółka nabyła w Prowarskiej Bystrycy dużą posiadłość, gdzie urządzono hutę miedzi.

Wytwórnia łusek amunicyjnych i wyrobów metalowych w Rokycanach. Istnieje od 1922 r. Zatrudnia ok. 350 pracowników. Produkuje głównie dla wojska.

S. A. Dynamit Nobel w Bratislawie. Istnieje od 1886 r. Po woj-

nie światowej w dostosowaniu się do zmienionych warunków przestawiono produkcję na artykuły pokojowe. Wytwórnia produkuje oleum, kwas siarkowy, siarczek węgla, kwas solny, sól glauberską, tlen i elektryczne zapalniki do min. W 1924 r. uruchomiono produkcję ałunu chromowego, chlorku baru i kwasu siarkowego, a w 1925 r. — superfosfatu.

Czechosłowacka wytwórnia materjałów wybuchowych w Pradze S. A. Istnieje od 1920 r. Produkuje prochy czarne i bezdymne, nitrocelulozę dla celów przemysłowych, nitroglicerynę, dynamony, dynamity, mono-, dwu- i trójnitrotoluen, kwas pikrynowy, kwas azotowy, saletrę, amonową i t. d.

Powyższe dane zaczerpnięto z wydanego przez Wiener Compass-Verlag obszernego dzieła o czechosłowackim przemyśle.

(Nr. 5.). *Wilhelm Mauser.* — P. Martell.

Karabin systemu Mauser zawdzięcza swe istnienie braciom Wilhelmowi i Pawłowi Mauserom. Który z nich przyczynił się więcej do skonstruowania tego kb., trudno ustalić, prawdopodobnie Paweł. Bracia Mauser byli synami puszkarza, zatrudnionego w królewskiej fabryce karabinów w Oberndorf nad Nekarem. Pierwszy z nich urodził się dn. 2. V. 1834 r., a drugi — 27. VI. 1838 r. Po ukończeniu szkoły ludowej i poduczaniu się nieco kreślenia w szkole realnej, bracia w wieku lat 14 rozpoczynali pracę zarobkową w fabryce karabinów. Karabin swój skostruowali oni w 1866 r. Starania o przyjęcie nowego kb. na uzbrojenie w Wirtembergji, Austrji i t. d. pomimo wysokich zalet tego kb. początkowo nie miały powodzenia ze względu na obowiązujące umowy tych krajów z innemi dostawcami. Dopiero wojna francusko-pruska 1870/71 r., która wykazała zdecydowaną wyższość francuskiego kb. systemu Chassepot nad niemieckim kb syst. Dreyse, spowodowała szczęśliwy zwrot w losie braci Mauser. Bezpośrednio po wojnie niemieckie władze wojskowe wszczęły z nimi petraktacje, początkowo o ulepszenie kb. systemu Dreyse, a następnie — po próbach — o wyrób kb. syst. Mauser.

W 1872 r. kb. ten, jako kb. wz. 71, wprowadzono na uzbrojenie w całych Niemczech oprócz Bawarji, gdzie wprowadzono go dopiero w 1877 r. Bracia otrzymali duże zamówienie od rządu niemieckiego, przejęli wirtembergską królewską fabrykę w Oberndorf, rozbudowali ją i w 1872 r. utworzyli spółkę komandytową W. & P. Mauser.

Nowy kb. szybko stał się znany w całym świecie jako kb. Mauser. Konstrukcję jego stale ulepszano. W 1880 r. Serbja zakupiła

120.000 tych kb., następnie wprowadzono je w Chinach (1888 r.), Belgji (1889 r.), Hiszpanji (1893 r.), Szwecji (1894 r.), Meksyku (1895 r.), Turcji (1903 r.), Portugalji (1904 r.) i prawie we wszystkich państwach Południowej Ameryki.

W 1886 r. w związku z tureckiem zamówieniem zmniejszono kaliber kb. i otrzymano broń, wprowadzoną w następstwie w Niemczech jako kb. wz. 98.

W fabryce braci Mauser oprócz kb. produkowano również broń myśliwską, pistolety i t. p.

Wilhelm Mauser zmarł dn. 13. I. 1882 r. Fabryka w Oberndorf była wówczas już w świetnym stanie i zatrudniała 600 pracowników. W 1907 r. liczba pracowników fabryki doszła do 2830. Paweł Mauser zmarł dn. 29. V. 1914 r.

(Nr. 6). *Krytyka pracy Dr. A. Stettbachera „Pentrynit i heksonit"*, ogłoszonej w czasopiśmie „Nitrocelulose".

Proponowany przez Dr. A. Stettbachera do celów wojskowych plastyczny pentrynit o przybliżonym składzie:

47,0% nitrogliceryny,
3,0% bawełny kolodjanowej,
47,5% czteroazotanu pentaerytrytu
i 2,5% kamfory,

którego wrażliwość na impulsy mechaniczne według dr. Stettbachera ma być zbliżona do wrażliwości tetrylu i kwasu pikrynowego, w rzeczywistości jest bardzo czuły na te impulsy i nie wiele się różni pod tym względem od zwykłego dynamitu. W puszce z 1 mm blachy przy strzale z niemieckiego kb. wojskowego z odległości 25 m. pentrynit tego składu detonuje każdorazowo.

Dr. Stattbacher, jak stwierdza sprawozdawca, w pracy swej powołuje się na liczne demonstracje, czynione przez niego z pentrynitem wobec rozmaitych zagranicznych misyj wojskowych, nie wspomina jednak, aby w jakimkolwiek bądź wojsku proponowany przez niego pentrynit został zastosowany.

(Nr. 7). *Czy środki walki obecnych czasów są niebezpieczniejsze niż dawne?*

Niebezpieczeństwo, jakiem w razie wojny grożą nowoczesne środki walki, przedstawiane jest częstokroć w sposób przesadny, budzący grozę. Zastraszanie takie może być czasami uważane za pożyteczne, o ile ma na celu wywołanie ulepszenia środków obrony; niejednokrotnie jednak osiąga ono skutek wręcz przeciwny, gdyż gasi wiarę w sku-

teczność wszelkich środków ochronnych i powoduje zupełny upadek ducha. Taki właśnie nastrój kilka lat temu panował śród całej ludności Niemiec, a częściowo panuje jeszcze i obecnie. W związku z tem polecenia godne jest zaznajomienie się z artykułem amerykańskiego literata T. Philippsa, ogłoszonym w czasopiśmie „The Saturday Evening Post".

Philips rozpoczyna swój artykuł twierdzeniem, że wojna światowa (1914—1918 r.) w porównaniu z innemi wielkiemi wojnami, znanemi z historji świata, była stosunkowo najwięcej humanitarna. W bitwie w Argonach brało udział 1 miljon żołnierzy amerykańskich. Z nich w przeciągu 18 dni bitwy zginęło 18.000, t. j. dziennie ginął 1 żołnierz na 1000. W największej natomiast bitwie podczas wojny cywilnej w Stanach Zjedn. (przy Gettysburgu) w ciągu 3 dni z 82.000 żołnierzy padło 2834, to znaczy, że każdego dnia bitwy przypadał 1 zabity na 87 walczących. W bitwie przy Cannae w 216 r. z 76.000 Rzymian legło na placu boju 10 000, t. j. w ciągu dnia bitwy zginęła prawie $^1/_7$ część walczących Rzymian. Słabszych militarnie ratowała tylko szybka ucieczka.

Z wprowadzeniem broni palnej, jakkolwiek brzmi to paradoksalnie, wojny stały się mniej niebezpieczne. W wojnie światowej zabicie jednego nieprzyjacielskiego żołnierza wymagało oddania przeciętnie 860 strzałów działowych lub 28.000 strzałów z kb. i k. m., podczas gdy w wojnie rosyjsko-japońskiej 1904/05 r. — 150 strzałów armatnich, a w wojnie francusko-pruskiej 1870/71 r. — 80.

Dla ludności cywilnej, nie przyjmującej bezpośredniego udziału w wojnie, stosunek strat wojennych przestawia się jeszcze pomyślniej. Dość wspomnieć najazdy mongolskie, wyludniające całe miasta. Jeden z chanów tatarskich w ciągu 12-letniej wojny wytracił 18½ miljona Chińczyków. W wojnie światowej, pomimo stosowania dalekonośnych dział, lotnictwa i gazów trujących, straty ludności cywilnej były mniejsze niż 1 : 1000, a to dzięki temu, że metody prowadzenia wojny z nieuzbrojoną ludnością są obecnie raczej kwestją humanitarności niż broni.

Czy najbliższa wojna rzeczywiście, jak to dowodzi wielu ludzi, ma zburzyć całą cywilizację, zrównać z ziemią miasta, wytruć gazami ludność i przy pomocy niewielkiej ilości płatowców zatapiać duże floty? Philipps stwierdza, że podczas wojny światowej ani jeden statek wojenny nie był zatopiony przez płatowce. Nowoczesne płatowce wprawdzie są lepsze, szybsze i więcej nośne, niż to było przed 20 laty,

wciąż jeszcze jednak nie są one opancerzone i nie mogą podnosić się pionowo lub stać w powietrzu na jednem miejscu. Obrona przeciwlotnicza, natomiast, została znacznie ulepszona. Centralny przyrząd baterji przeciwlotniczej kieruje jednocześnie 4 działami i wysyła na spotkanie płatowca 100 pocisków na minutę. Według prób, dokonanych w ostatnich lotach, dostrzeżony samolot, znajdujący się na wysokości 300 m, ulega zestrzeleniu przeciętnie w 12 sekund.

Ogromny, wprost paniczny strach wzbudzają bomby lotnicze i myśl o bombardowaniu przez nie miast. Celność jednak tych bomb wobec szybkości i wysokości lotu płatowców, jest bardzo nieznaczna. W Szanghaju na 50 m basztę drewnianą, zajętą przez Chińczyków, zrzucili Japończycy ok. 3000 kg bomb lotniczych — bez skutku. Opisy przyszłej wojny grożą bombami, które w pojedynkę mają burzyć całe bloki domów. Bomba jedna lotnicza 300 kg, rzucona na most w Północnej Karolinie na rzece Pee-Dee wywołała wprawdzie jego szkodzenie, ale nie spowodowała nieprzydatności jego do użytku. Dopiero bomba 500 kg dała większe zniszczenie mostu. Naloty lotnicze na Londyn w ciągu 4 lat wojny spowodowały zabicie tam 670 osób, t. j. mniej więcej połowę tej ilości, jaka co rok pada ofiarą ruchu ulicznego tego olbrzymiego miasta.

Szczególną obawę wywołują gazy trujące, rzekomo bezbarwne i bez zapachu, skradające się niepostrzeżenie do swych ofiar. Większość jednak gazów, stosowanych podczas wojny, daje się dostrzec okiem lub powonieniem, zanim ich koncentracja stanie się niebezpieczną. Zagazowanie Nowego Jorku wymagałoby 14 miljonów kg fosgenu, t. j. 14.000 płatowców, zaopatrzonych w 1000 kg fosgenu każdy. Podczas wojny światowej w wojsku amerykańskiem zatrutych gazami było 70.000 ludzi, z nich zmarło 1399, t. j. dokładnie 2%. O wynalezieniu nowych, więcej skutecznych gazów bojowych po wojnie światowej nie słychać, obronę natomiast przeciwgazową znacznie ulepszono.

Chociaż nie wszystkie wywody Philippsa zasługują na przyjęcie ich bez zastrzeżeń, należy jednak przyznać, że niebezpieczeństwo nowoczesnych środków napadu jest w wielu wypadkach przeceniane. Pomiędzy środkami napadu a środkami obrony istnieje stałe współzawodnictwo, przyczem — poza pojedyńczemi wyjątkami — środki obrony są zwykle skuteczniejsze od środków napadu.

(Nr. 9).

Sprawa samozapalania się prochów bezdymnych, M. Tonegutti: (wg Rivista d'Artiglieria e Genio z czerwca 1934).

Badania, zmierzające do wyjaśnienia, czy proch bezdymny zepsuty, o niskiej stałości, powoduje rozkład stykającego się z nim prochu dobrego i czy może doprowadzić go do samozapalenia się, dają wyniki rozbieżne: raz dodatnie, drugi raz — ujemne. Autor ustalił, że zależy to od ilości prochów, stosowanych przy próbie. Przy małych ilościach rozkład nie doprowadza do samozapalenia się prochu, przy użyciu zaś większych ilości — samozapalenie się prochu zachodzi już przy zwykłych warunkach przechowywania. Autor umieścił w 2 łuskach amunicyjnych, przykrytych hermetycznemi pokrywami, po 2 kg prochu (kordytu) zepsutego i 48 kg prochu dobrego, przyczem proch zepsuty łącznie z 12 kg prochu dobrego był w workach, a reszta prochu — wprost w łuskach. Załadowane w ten sposób łuski umieszczono w 2 magazynach okrętowych, zaopatrzonych w samozapisujące termometry. Najwyższa temperatura przy próbie wynosiła 38°. Już po 8 miesiącach, proch znajdujący się w łuskach zewnątrz worków, wykazał pewne obniżenie stałości, po roku nastąpiło samozapalenie się prochu w jednej z łusek, a w 45 dni później — w drugiej, przyczem wszystek proch spalił się.

Znamienną jest rzeczą, że oba wypadki samozapalenia się nastąpiły w rannych godzinach przy najniższych temperaturach powietrza, co wskazuje, że na samozapalenie się prochu ma wpływ kondensacja pary wodnej wewnątrz łusek.

W zakończeniu autor zwraca uwagę kierowniczych czynników na konieczność stałej kontroli zapasów prochu i odnawiania ich w określonych terminach, celem zapobieżenia wypadkom samozapalania się.

(Nr. 11 i 12).

Oznaczanie wilgoci w prochach, F. Becker i P. Dittmar.

Balistyczne własności prochów bezdymnych w dużym stopniu zależą od zawartości w nich wilgoci. Z tego względu możliwie dokładne i szybkie oznaczanie wilgoci w prochach jest kwestją bardzo ważną przy ich badaniu. Autorzy artykułu omawiają rozmaite metody tego oznaczania i jako najlepszą, nadającą się zarówno dla prochów nitrocelulozowych jak i nitroglicerynowych, proponują metodę destylacji z benzenem. Według tej metody próbkę badanego prochu zalewa się benzenem i ogrzewa do temperatury wrzenia. Wilgoć,

zawarta w prochu, destyluje się przytem razem z benzenem i po skondensowaniu osiada na dnie odbiorczej rurki, zaopatrzonej w podziałki, gdzie odczytuje się objętość oddestylowanej wody.

Artykuł zawiera szereg tabel i wykresów z wynikami, otrzymanemi przez autorów przy oznaczaniu wilgoci, rozmaitemi metodami oraz szkic aparatu do oznaczania wilgoci w prochach metodą destylacji.

(Nr. 12).

Badanie chemiczne stałości prochów bezdymnych przez mierzenie koncentracji jonów wodoru. L. Metz.

Autor poddał porównawczym próbom stałości 12 próbek prochów bezdymnych niemieckich i duńskich wyrobu 1893 do 1931 r., nitrocelulozowych i nitroglicerynowych, badając każdą próbkę:

1) metodą Hansena (mierzeniem P_H co godzina w ciągu 8 godzin po ogrzewaniu w 110^0),

2) metodą Lécorché (mierzeniem P_H co 8 godzin po ogrzewaniu w 110^0),

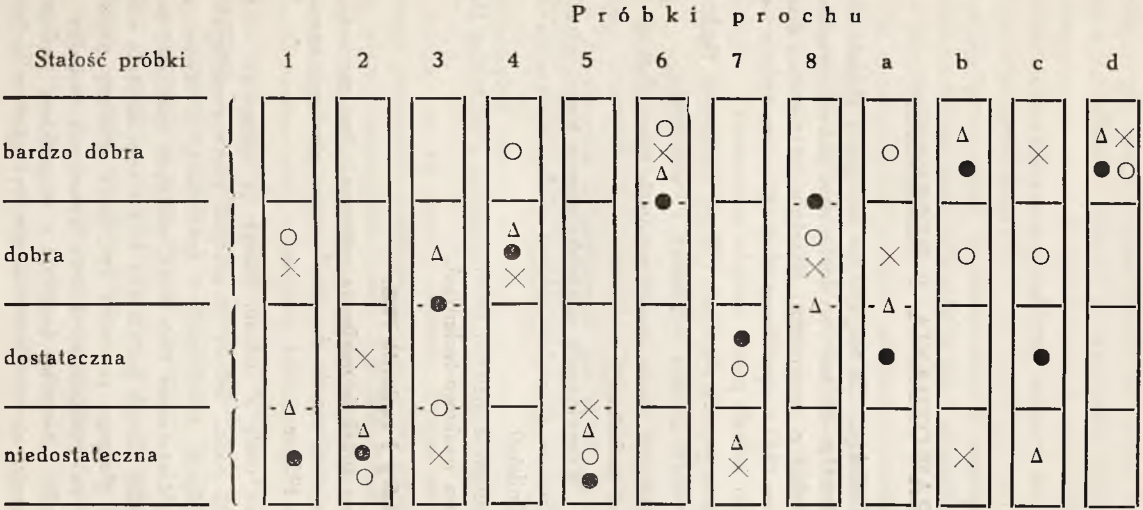
3) metodą hydrolizy (mierzeniem P_H co 6 godzin po ogrzewaniu w 100^0) i

4) metodą przechowywania w 100^0 do wystąpienia tlenków azotu.

Badania te potwierdziły jeszcze raz, że na skutek odmienności produktów rozkładu wyniki, otrzymane metodą hydrolizy, niezgodne są często z wynikami próby przechowywania w 100^0. Próba stałości metodą hydrolizy może więc służyć tylko, jako cenne uzupełnienie próby przechowywania w 100^0 (p. tabelę).

Jak widać z powyższego, największe różnice w stałości, określonej metodą hydrolizy i przechowywaniem w 100^0, wystąpiły w próbkach Nr. 1, 3, b i c. Prochy nitroglicerynowe (Nr. 3, 7 i b), jak stwierdziło badanie, hydrolizują szybciej, niż prochy nitrocelulozowe. Charakterystyczne są wyniki, otrzymane z próbką „c", której stałość, zależnie od metody badania, klasyfikuje sie do czterech odmiennych grup.

Klasyfikacja badanych prochów według powyższych metod przedstawia się następująco:



gdzie: ○ — oznacza wynik stałości metodą Hansena,

● — „ „ „ „ Lécorché,

× — „ „ „ „ hydrolizy i

Δ — „ „ „ „ przechowywania w 100°.

SPRAWOZDANIA I RECENZJE.

Od Redakcji. Ze względu na ważność i aktualność poruszonego tematu, dajemy w dosłownem prawie przekładzie poniższy artykuł z czasopisma „Wiestnik inżynierow i tiechnikow" Nr. 6 — 1935 r. opuściwszy zbyt agitacyjne zwroty i okresy. Pozostało jednak pewne swoiste zabarwienie.

Znaczenie stosowanych skrótów: ITS — inżenierno tiechniczeskij sostaw (zespół inżynierów i techników),

ITR — inżenierno tiechniczeskij rabotnik (pracownik w służbie inż.-techniczej),

WMBIT — Wsiesojuznoje mieżsiekcionnoje biuro inżynierow i tiechnikow (wszechzwiązkowe międzysekcyjne biuro inż. i techników),

NITO — naucznoje inżierno tiechniczeskoje obszczestwo (towarzystwo naukowo-technicze).

Walka o kadry i zadania ITS.

„Technika bez ludzi, którzyby ją opanowali jest martwą", powiedział Stalin w swej mowie do absolwentów akademji czerwonej armji 4-go maja 1935 r.

„Technika na czele z ludźmi, którzy ją opanowali — może i powinna tworzyć cuda. Gdyby w naszych pierwszorzędnych wytwórniach i fabrykach, sowchozach i kołchozach, w naszej armji czerwonej istniała dostateczna ilość kadr, zdolnych opanować technikę, to kraj uzyskałby skutek pożyteczny trzy i czterokrotnie większy niż obecnie. Oto dlaczego powinien być teraz zrobiony nacisk na ludzi, na kadry, na robotników, którzy opanowali technikę. Oto dlaczego stare hasło: „technika decyduje o wszystkiem" będące odbiciem już minionego okresu, kiedy u nas był głód w dziedzinie

techniki, — powinno być teraz zamienione nowem hasłem: „kadry decydują o wszystkiem". Obecnie to jest rzeczą najważniejszą".

Historyczna mowa Stalina wniosła na porządek dzienny z całą wyrazistością kategoryczną dyrektywę nauczyć się „cenić ludzi, cenić robotnika, cenić kadry".

Stalin przypominał niejednokrotnie o znaczeniu kadr starych i nowych, o konieczności ochraniania ich i starannego pielęgnowania, jak dobry ogrodnik pielęgnuje roślinę.

Od pierwszych dni istnienia państwa sowieckiego partja i rząd udzielali wiele uwagi „żywemu człowiekowi". Sowieckie prawodawstwo o pracy, o ochronie macierzyństwa i niemowlęctwa, o narodowej ochronie zdrowia, o oświeceniu publicznem, komisje do poprawy bytu uczonych, studentów, sekcje specjalistów i t. p. — oto liczne dowody tej uwagi.

Lecz jakkolwiek wielkie były te troski, nad niemi górowało co innego: wybudowanie fundamentów socjalistycznej ekonomji, zabezpieczenie ich technicznej podstawy, gdyż bez niej, bez olbrzymów ciężkiego przemysłu, bez kombajnów *) i traktorów na kołchozowych polach gospodarstw kolektywnych nie byłaby zabezpieczona sama egzystencja proletarjackiej ojczyzny i jej najcenniejszych ludzkich kadr. „Okazalibyśmy się bezbronnymi wobec wrogów zewnętrznych, poderwalibyśmy zasady socjalizmu w kraju, okazalibyśmy się w niewoli u burżuazji wewnętrznej i zewnętrznej" (Stalin).

Inaczej ma się sprawa obecnie. Dzięki zwycięstwom socjalistycznego przemysłu i kolektywizacji założono potężną i trwałą podstawę naszej niezawisłości i siły. I w tym czasie gdy postęp techniczny w kapitalistycznych warunkach niesie ze sobą nowe niewolnictwo dla mas (tajloryzm, fordyzm, przeistoczenie robotnika w dodatek do mechanizmu, wzrastanie bezrobocia), zwycięstwo techniki socjalistycznej uwalnia człowieka od władzy przedmiotów, odkrywając przed nim perspektywy życia zamożnego, szczęśliwego i wolnego. Zwyciężona przyroda i przyswojona technika w socjalistycznem społeczeństwie niosą ze sobą legendarny „róg obfitości", zaspokojenie masowych potrzeb człowieka materjalnych i duchowych i to wszystko, co upiększa jego życie.

Odpowiednio do tego na nowym wyższym stopniu socjalistycz-

---

*) Rolnicze maszyny uniwersalne.

nej budowli staje się możliwą głębsza niż przedtem troska o człowieka, o jego liczne potrzeby i braki.

Dlatego też słowa Stalina o kadrach bynajmniej nie mogą być przyjęte, jako hasło, dane na pewien okres czasu, lecz są one organicznem wyrażeniem osiągniętego przez nas określonego stadjum socjalistycznego rozwoju. Jeżeli pierwej dążyliśmy, w miarę naszych możliwości, zabezpieczyć proletarjat, uczonych, personel inżyniersko techniczny, — ogólności, to teraz punktem środkowym naszej uwagi staje się każdy proletarjusz oddzielnie, każdy sowiecki uczony i inżynier.

Nowy etap zobowiązuje wielce robotników dowolnego odcinka naszego frontu pracy, a w szczególności społeczność inżyniersko-techniczną.

Od dzisiaj staje się ogólnie obowiązującem twierdzenie, że jakość pracy dowolnej wytwórczości mierzy się nie tylko wskaźnikami technicznemi, lecz również i ludzkiemi: „meldunek" o zdobyczach techniki wymaga uzupełnienia o zdobyczach ludzkich; („ilu ludzi wychowaliśmy w ciągu określonego czasu i jak pomagaliśmy ludziom, by oni się rozwijali i hartowali się w pracy" — Stalin).

Każde przedsiębiorstwo, które nie potrafi przyswoić tej najtrudniejszej „produkcji" (ludzkiej), będzie odtąd rozpatrywane jako pracujące niedostatecznie, nie bacząc na to, jakiemi wskaźnikami technicznemi będzie się popisywało.

Jedną z organizacyjnych form wytwarzających proces wyrastania kadr na podłożu wytwórczości, może posłużyć szerokie zastosowanie doświadczenia wytwórni imienia Mienżyńskiego w zakresie rozwoju ruchu „otlicznikow" (wybitnych),

Komuż innemu jak nie ITS odpowiedniej wytwórni, należy się honorowe i odpowiedzialne zadanie — stanąć na czele tej inicjatywy mas i opracować konkretne drogi dla jej realizacji?

Dlatego prezydjum WMBIT miało pełne podstawy podkreślić w swojem orzeczeniu z 29 kwietnia 1935 r., że „ruch wybitnych nakłada na każdego pracownika poszczególną odpowiedzialność za podniesienie technicznego poziomu robotników (nauczanie robotników orjentowania się w kreśleniach, wypracowanie konkretnych wykładników i wymagań technicznych dla wybitnych w każdym zawodzie, zróżniczkowanego systemu ewidencji, przepisów kontroli technicznej, systemu płacy zarobkowej, zasad odbioru produkcji i t. d.".

Praca ITS z wybitnymi jest nierozdzielna od zagadnienia wyróż-

nienia. „Kaptując w szerokim zakresie ITR w szeregi wybitnych (twierdzi III ogólne zebranie WMBIT w swojem orzeczeniu w sprawie rozplanowania, wykorzystania, wyróżnienia i płacy zarobkowej ITR na Kramatorskiej i Iżorskiej wytwórniach), badając pracę każdego ITR w zakresie przystowania nowej techniki, ITS powinny systematycznie urzeczywistniać wysuwanie z pośród organizacyj gospodarczych lepszych ITR na wyższe stanowiska techniczne. Fabryczne i cechowe biura ITS muszą organizować stałą współpracę z wyróżniającemi się, organizować dla nich pomoc w przyswojeniu nowych odcinków pracy, przedsiębrać różne środki dla ich technicznego udoskonalenia, wysłuchiwać na ogólnych zebraniach meldunki wyróżniających się o doświadczeniach z ich pracy i t. p.

Oczywista, że kierownictwo ruchem wybitnych wcale nie wyczerpuje pracy ITS nad kadrami.

Związkowi sowieckiemu potrzebne są nie kadry „wogóle", lecz kadry, wysoce wykwalifikowane pod względem politycznym i technicznym.

Nie mało zatem uwagi ze strony ITS powinno być udzielone walce o podniesienie technicznego poziomu inżyniersko-technicznych kadr. Zadaniem ITS — jest nie tylko rozwinąć odnośny odcinek pracy, ale i zabezpieczyć dla niego niezbędną podstawę naukowo-techniczną, (jak to np. uczyniło WMBIT, zwracając się do Komisarjatu Ciężkiego Przemysłu w sprawie udzielenia Kramatorskiej wytwórni środków na organizację laboratorjum mechnicznego, chemicznego i metalograficznego).

Jednakże niedostateczność lub brak podobnej podstawy w żadnym wypadku nie zwalnia ITS od obowiązku pogłębiania pracy w tym kierunku. Wystarczy przytoczyć: naukowo-badawcze kółka, oddziały NITO, sprawozdania naukowe i delegacje, konferencje młodych uczonych i wynalazców, aby się przekonać, jakie obszerne możliwości posiada w swem rozporządzeniu ITS. Jednak kwalifikacja polityczna i techniczna nie wyczerpują jeszcze zadań ITS w zakresie zaspakajania kulturalnych wymagań swoich członków. Zaopatrywanie w „kulttowary", artystyczną literaturę, organizowanie kółek artystycznych, dramatycznych, muzykalnych, wieczorów samodziałalności — jest bezpośredniem zadaniem ITS i ma wielkie twórcze znaczenie.

Nie potrzeba szczegółowo udowadniać, że niemniejsze znaczenie ma troskliwe odnoszenie się ITS również do potrzeb materjalnych ITR. Chodzi tu o zapewnienie mieszkań dla wszystkich pracowników,

wykonywanie remontu i umeblowania mieszkań, o regularną dostawę węgla i wody, o należyte zaopatrzenie składnic ITR w towar (odzież, obuwie, „kulttowary").

Jako jeden ze środków wzmocnienia pracy w zakresie zaspakajania kulturalno-społecznych potrzeb WMBIT zaleca wyzyskać taką rezerwę, jaką stanowi praca wśród żon specjalistów, wskazując różnorodne jej formy, stosowane już w praktyce, jak naprzykład: praca w żłóbkach, w dziecinnych pokojach, w szkołach, urządzanie wieczorów rodzinnych, wspólnych pochodów kulturalnych, zapraszanie żon specjalistów na posiedzenia i zebrania ITS, wciągnięcie ich do pracy kas wzajemnej pomocy i t. d.

Powinna być również zorganizowana praca kas wzajemnej pomocy pracowników. WMBIT zaleca tym kasom szerokie rozwinięcie takich form wzajemnej pomocy, które najwięcej i wszechstronnie uwzględniają zaspakajanie specyficznych potrzeb ITR: abonamenty na literaturę techniczną, pomoc w nabywaniu podręczników specjalnych, pomoc w organizowaniu przemysłowych wycieczek, jednocześnie ze wzmożeniem pomocy w kierunku organizacji dziecięcych ogródków i placów zabaw, zakładów krawieckich i reperacyjnych, wykwalifikowanej pomocy lekarskiej i t. d.

Ponadto zadaniem ITS — jest nie tylko usunąć ze swego środowiska ślady wszelkiego biurokratyzmu, lecz również zmobilizować aktywność swoich członków w kierunku systematycznej i upartej walki z tym biurokratyzmem.

Nowe wymagania w stosunku do kadr i ich wychowania narzucają odpowiednią przebudowę metody pracy społecznej z nimi. Samokrytyka jako środek poprawy i wychowania człowieka, wskazywanie czynnych ludzi i ich zdobyczy, publiczne sprawozdania jak lepszych tak i mierniejszych ITR z publiczną ich oceną, odpowiedzialność ITS za każdego swojego członka i odpowiednio do tego wszechstronne zbadanie każdego pracownika, co do jego wytwórczości i poznanie konkretnych warunków jego pracy, życia, otoczenia domowego; codzienna troska o niego i pomoc — oto jest to, co musi być teraz głównym punktem w pracy każdego ITS i ma znaleźć swe odzwierciedlenie w rywalizacji, tej potężnej dźwigni twórczości państwowej.

Słowa Stalina — „kadry decydują o wszystkiem" — nie są oderwanem hasłem, lecz olbrzymim programem konkretnych czynów.

Zadaniem każdego ITR i ITS i całej inżyniersko-technicznej społeczności — jest wynalezienie dróg — najbardziej skutecznych w miejscowych warunkach i w danem otoczeniu do natychmiastowej realizacji powyższych wskazań.

J. S.

KOMUNIKAT.

NACZELNA ORGANIZACJA INŻYNIERÓW.

W dniu 17 lipca r. b. zalegalizowany został statut Naczelnej Organizacji Inżynierów R. P., w skrócie „N.O.I.", członkami założycielami której są następujące związki i stowarzyszenia inżynierskie:

1) Związek Polskich Inżynierów Elektryków, 2) Związek Inżynierów Chemików R. P. 3) Stowarzyszenie Inżynierów Wychowanków Wydziału Mechanicznego Politechniki Warszawskiej, 4) Stowarzyszenie Inżynierów Mechaników Polskich, 5) Związek Polskich Inżynierów Kolejowych, 6) Związek Inżynierów Drogowych R. P. 7) Społeczne Zrzeszenie Inżynierów R. P. 8) Stowarzyszenie Architektów R. P. 9) Związek Polskich Inżynierów Budowlanych, 10) Stowarzyszenie Polskich Inżynierów Przemysłu Naftowego, 11) Polskie Towarzystwo Politechniczne we Lwowie. Powyższe Związki i Stowarzyszenia liczą ogółem około 6000 członków.

N.O.I. stając się reprezentacją ogółu inżynierów i wyrazicielką postulatów i dążeń stanu inżynierskiego w Polsce, może mieć duży wpływ na kształtowanie się naszych stosunków społecznych, gospodarczych i socjalnych.

Adres Redakcji: Warszawa, Ludna 13, Inst. Techn. Uzbr. tel. 9-22-03.

Adres Administracji: Warszawa, Marszałkowska 26. Dep. Art. M. S. Wojsk. tel. wewn. 55.

Warunki prenumeraty „Przeglądu Artyleryjskiego" wraz z dodatkiem kwartalnym „Wiadomości Techniczne Uzbrojenia": rocznie 20 zł. 40 gr., Nr. pojedynczy 1 zł. 70 gr. — Konto P.K.O. Nr. 5454.

5791 Drukarnia Gospodarcza, Warszawa, Al. Jerozolimskie 79. Tel. 8-84-12, 8-28-02.

5791 Drukarnia Gospodarcza, Warszawa, Al. Jerozolimskie 79. Tel. 8-84-12, 8-28-02.